

**PROTON-ANTIPROTON-ANNIHILATION
IN GELADENE KANÄLE:
DAS BEGLEITENDE RÖNTGENSPEKTRUM**

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Ulrich Schaefer
aus Stuttgart

München, den 22. Juni 1987



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**PROTON-ANTIPROTON-ANNIHILATION
IN GELADENE KANÄLE:
DAS BEGLEITENDE RÖNTGENSPEKTRUM**

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Ulrich Schaefer
aus Stuttgart

München, den 22. Juni 1987

PROTON-ANTIPROTON-ANNIHILATION
IN GEKURBTE KANÄLE
DES NIKHEF-DE NOSTRA-EXPERIMENTES

Thema
der Prüfung im Physik
der Physik-Abteilung
Staatsexamen

1. Gutachter: Prof. Dr. Č. Zupančič
 2. Gutachter: Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout
- Tag der mündlichen Prüfung: 21. Juli 1987

Für Sabina

δυσμόρφ, ὅς δὴ δηθὰ φίλων ἄπο πῆματα πάσχει

Homer

Zusammenfassung

Die mit der Proton-Antiproton-Annihilation verbundenen Röntgenemissionen werden untersucht: neben der atomaren Kaskade des Protoniums wird – für den Fall geladener Annihilationsprodukte – innere Bremsstrahlung als weitere, wichtige Strahlungsquelle gefunden. Die Winkelkorrelationen mit den Annihilationsprodukten werden für beide Emissionsarten berechnet und mit experimentellen Daten verglichen, ebenso das Energiespektrum der Bremsstrahlung. Die Annihilation in Endkanäle mit zwei geladenen und wenigstens einem neutralen Teilchen aus dem Grundzustand des Protoniums wird experimentell nachgewiesen.

Standard-Vorhersagen entsprechend finden sich die Lymanlinien durch die starke Wechselwirkung um $(-0,5 \pm 0,4)$ keV gegenüber dem QED-Wert verschoben; ihre Verbreiterung steht zum mindesten nicht in Widerspruch zu der erwarteten Größe von etwa 1 keV.

Die Winkelverteilungen der Kaskaden- und der Bremsstrahlungsemission unterscheiden sich deutlich voneinander: die Balmerlinien weichen erwartungsgemäß nicht meßbar von der Isotropie ab, während sich die Bremsstrahlung stark mit den Impulsen der geladenen Annihilationsprodukte korreliert zeigt. Hierin, ebenso wie in ihrem Energiespektrum, folgt die Bremsstrahlung der Theorie und – da dies kaum in Frage steht – beweist damit die Qualität der Meßmethode.

Ein zentrales Anliegen der vorliegenden Arbeit ist es, darzulegen, daß eine sorgfältige Berücksichtigung der Bremsstrahlung und ihrer Interferenz mit den Lymanlinien für jegliche quantitative Untersuchung der letzteren (bezüglich Verschiebung, Verbreiterung und Hyperfeinaufspaltung) unabdingbar ist.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einführung	2
2.	Übersicht über den Proton-Antiproton-Annihilationsprozeß	4
2.1	Konstitution des antiprotonischen Wasserstoffatoms	4
2.2	Die atomare Kaskade des Protoniums	4
2.3	Der Zerfall des Protoniums	7
3.	Charakteristik der Röntgenemission	9
3.1	Kaskadenemission	9
3.2	Bremsstrahlung und Interferenz	12
4.	Apparatur	15
5.	Datenanalyse	18
5.1	Rekonstruktion der Ereignisse	18
5.2	Selektion der Ereignisse	19
5.3	Eichung der Meßdaten	22
5.4	Untergrund	24
6.	Spezielle Analyseverfahren	28
6.1	Geometrische Kollinearisierung	28
6.2	Lorentztransformation	31
7.	Simulation der Röntgenemission	32
8.	Ergebnisse	36
8.1	Das Röntgenenergiespektrum	36
8.2	Die Winkelkorrelationen	41
9.	Andere Experimente	47
10.	Schlußbemerkungen	48
11.	Glossarium	50
12.	Literaturverzeichnis	51

1. Einführung

Das Studium des Wasserstoffspektrums war für die Entwicklung der modernen Physik sicherlich eines der Stimulantia. Man denke daran, daß die erste Formulierung der Quantentheorie durch Bohr ohne die Beobachtung der diskreten Spektrallinien des einfachsten atomaren Systems kaum vorstellbar ist; daß seine Feinstruktur die Dirac'sche, relativistische Quantentheorie überzeugend bestätigte; daß Lambs Beobachtung der nach ihm benannten Verschiebung des 2S- gegenüber dem 2P-Niveau Anstoß für die Entwicklung der Quantenelektrodynamik („QED“) war.

Die Entwicklung der Theorie der elektromagnetischen Kraft erreichte damit einen Stand, wie er für die starke Wechselwirkung bis heute nicht erreicht ist. Für hohe Energien bzw. sehr kleine Abstände ($< 0,1$ fm) wurden viele Vorhersagen der heute allgemein akzeptierten Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik („QCD“), experimentell bestätigt. Hinsichtlich der QCD bei großen Abständen sind jedoch noch viele Fragen offen.

Das Studium von gebundenen Nukleon-Nukleon- oder Nukleon-Antinukleon-Systemen – gegenüber Streuexperimenten hat die Spektroskopie eines gebundenen Zustands den Vorteil definierter Quantenzahlen –, von dem man sich einfachen Aufschluß über die starke Kraft erhofft hatte, komplizierte sich mit der Entwicklung der QCD nämlich entscheidend, insofern Hadronen nun als aus Quarks und Gluonen zusammengesetzt angesehen werden, so daß man sich einem komplizierten Vielkörperproblem gegenüber sieht. Lange Zeit war zudem das einzig verfügbare, derartige System der Deuteriumkern, der sich – vergleichsweise schwach gebunden – als ein für die starke Wechselwirkung untypisches Objekt auswies.

Die Situation änderte sich erst mit der Bereitstellung ergiebiger Antiprotonenquellen und der Konstruktion des LEAR („Low Energy Antiproton Ring“). Antiprotonen mit Impulsen bis herab zu 100 MeV/c, wie sie von dieser Maschine geliefert werden, können nun effektiv, d.h. selbst bei Gastargets innerhalb eines angemessenen Volumens, auf Energien von einigen Elektronenvolt abgebremst werden. Unter diesen Bedingungen bildet ein Antiproton zusammen mit einem der Targetkerne ein exotisches Atom, das außer von der elektromagnetischen auch von der starken Kraft gebunden wird. Insbesondere von Interesse ist die Frage, ob das Proton-Antiproton-System vom atomaren in einen quasinuklearen Zustand („Baryonium“) übergehen kann. Die Existenz eines solchen Zustands hätte Rückwirkungen auch auf das atomare Spektrum. Dessen Studium bietet sich daher in dieser Frage als Ergänzung zu der Suche des beim Übergang emittierten Bosons ($\gamma, \pi \dots$) dar.

Spektroskopie eines Nukleon-Antinukleon-Systems bedeutet nun nicht nur die Beobachtung von Zustandsänderungen, bei denen die Konstituenten des Atoms selbst erhalten

bleiben. Die Baryonenzahl des antiprotonischen Wasserstoffs ist Null, weshalb energetisch niedrigere, rein mesonische Endkanäle offenstehen, was ebenso gut als Annihilation des Systems wie als dessen Zerfall bezeichnet werden kann.

Die Arbeit, die hauptsächlich in den sechziger Jahren auf diesem Gebiet der Mesonenspektroskopie geleistet wurde, kann nunmehr auf der Basis besserer Strahlbedingungen und triggerbarer Detektoren weitergeführt werden. Selbst wenn die Entdeckung von Baryonium- oder sonstigen, exotischen Zuständen ausbleibt – und dies scheint tatsächlich der Fall zu sein – bieten die LEAR-Experimente der achziger und neunziger Jahre die Vorteile höherer Statistik und einer Selektion des Anfangszustandes durch Beobachtung der atomaren Übergänge, die nur bei gasförmiger Umgebung möglich ist.

Die atomare Kaskade ist freilich – und dies wurde bei der Planung der Experimente bisher zu wenig berücksichtigt – nicht die einzige Photonenquelle bei der Annihilation von Proton und Antiproton: der Zerfall in schnelle, geladene Teilchen führt zur Emission innerer Bremsstrahlung. Dieser Effekt ist für kleine Photonenenergien exakt berechenbar. Zu zeigen, wie das Bremsstrahlungsspektrum bei quantitativen Untersuchungen der atomaren Proton-Antiproton-Kaskade zu berücksichtigen ist, bzw. welche Einschränkung seine Vernachlässigung bedeutet, ist Aufgabe der vorliegenden Arbeit.

2. Übersicht über den Proton-Antiproton-Annihilationsprozeß

2.1 Konstitution des antiprotonischen Wasserstoffatoms

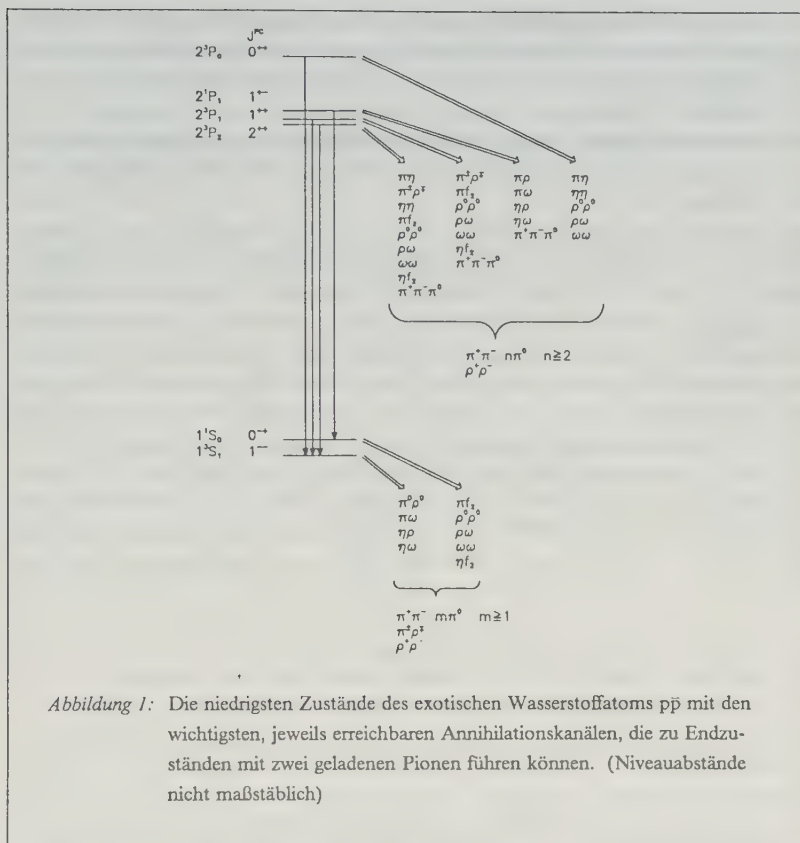
Beim Durchgang durch Materie – hier interessieren wir uns insbesondere für Wasserstoffgas – verliert ein Antiproton wie alle geladenen Partikel Energie an die vorhandenen Elektronen. Ist es schließlich langsam genug, kann es – da negativ geladen – von einem Atom eingefangen werden, wobei eines der bisherigen Hüllenelektronen freigesetzt werden dürfte. Man stellt sich vor, daß das Antiproton denselben klassischen Bahnradius einnimmt wie das weggestoßene Elektron, was jedoch wegen der etwa tausendfach größeren, reduzierten Masse des Proton-Antiproton-Systems („Protonium“, „ $p\bar{p}$ “) einer Hauptquantenzahl von $n \approx 30$ entspricht [10]. Schon die Übergangsenergien im Bereich dieser Hauptquantenzahlen haben die Größenordnung der Molekülbindungsenergie; das exotische Wasserstoffmolekül wird daher sofort dissoziieren.

Mittels verschiedener Prozesse gibt das nunmehr gebildete Protonium seine Anregungsenergie ab. Eine Übersicht über die konkurrierenden Arten der Energiefreisetzung (Fremdionisation, Coulombanregung, Augereffekt...) findet sich z.B. bei O. Schreiber [39]. Hier von Interesse sind lediglich die Übergänge der M-, L- und K-Serien, die allesamt – sofern überhaupt – radiativ erfolgen.

2.2 Die atomare Kaskade des Protoniums

Die Energieniveaus wasserstoffähnlicher Atome lassen sich mit Hilfe der Dirac'schen Quantenelektrodynamik in sehr guter Näherung berechnen. Dies gilt auch für den antiprotonischen Wasserstoff, mit der im folgenden ausgeführten Einschränkung. Die reduzierte Masse des $p\bar{p}$ -Atoms ist $m_p/2$, woraus sich ein Bohr'scher Radius von etwa 60 fm für den 1S-Zustand ergibt. Für ein virtuelles Pion – die längstreichweitige Komponente der starken Wechselwirkung – ist dieser klassische Radius zwar nicht überbrückbar, die quantenmechanische Aufenthaltswahrscheinlichkeit innerhalb der Reichweiten der die starke Wechselwirkung vermittelnden Bosonen ist in diesem Zustand jedoch groß genug für merkliche Effekte. Verschiedene Autoren [13] diskutieren diese und kommen zu tendenziell übereinstimmenden Vorhersagen:

- die zur Coulombkraft hinzukommende, starke Wechselwirkung wird die Energie der Zustände des Systems, d.h. sein Niveauschema, verändern. I.S. Shapiro [40] erklärt



- Als Teilchen-Antiteilchen-System steht dem Protonium insbesondere die Möglichkeit der Annihilation offen, wodurch die Lebensdauer der Zustände verkürzt, die Linienbreite demzufolge auf 0,5 bis 1 keV $\cdot$ n⁻³ (für Drehimpuls $\ell = 0$ Zustände) vergrößert wird.
- Die Spinabhängigkeit der starken Wechselwirkung wird zu einer Hyperfeinaufspaltung zwischen Singulett- und Triplettzuständen von etwa 200 eV für den 1^1S_0 resp. 1^3S_1 führen.

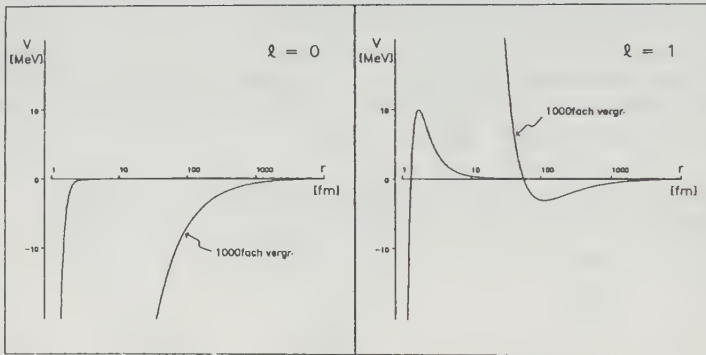


Abbildung 2: Qualitativer Verlauf des reellen Potentials der Proton-Antiproton-Wechselwirkung für die Drehimpulse $\ell = 0$ und $\ell = 1$.

Die Berechnung der Protonium-Zustände erfolgt durch Lösen des Systems von gekoppelten Schrödingergleichungen². Die Wechselwirkung zwischen Proton und Antiproton wird durch folgende Beiträge beschrieben (vgl. Abbildung 2):

- das Coulombpotential;
- – für Drehimpulszustände mit $\ell \neq 0$ – das Zentrifugalpotential;
- die lang- und mittlere Reichweite der starken Wechselwirkung wird als Ein-Meson-Austausch beschrieben; man errechnet das pp-Potential durch G-Paritätstransformation aus dem Potential der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung;

² Durch Ladungsaustausch kann das $p\bar{p}$ -Atom in $n\bar{n}$ übergehen: beide Systeme sind zu berücksichtigen.

- Die Berücksichtigung der Annihilation erfolgt schließlich unterhalb einer Grenze von einigen Zehnteln Femtometer Distanz phänomenologisch, z.B. mittels einer absorptiven Oberfläche (siehe z.B. W.B. Kaufmann [13]), oder indem ein komplexes, optisches Potential zur Anwendung gebracht wird (siehe z.B. C.B. Dover und J.M. Richard [17], A.M. Green und S. Wycech [13]). M.A. Alberg et al. [13] ordnen diese Grenze dem Bag-Radius des Protons zu.

Offenbar ist eine umfassende Beschreibung der Proton-Antiproton-Wechselwirkung noch nicht gefunden worden. Die Ergebnisse von Streuexperimenten werden zwar durch das Ein-Boson-Austauschmodell befriedigend reproduziert, jedoch nur unter bestimmten ad-hoc-Annahmen (z.B. Austausch eines hypothetischen Dipion-Teilchens). Angesichts der Wichtigkeit der Annihilation wird auch klar, daß ein angemessenes Modell des antiprotonischen Wasserstoffs ein Verständnis des Annihilationsprozesses selbst voraussetzt. Bei Abständen, wie sie für die Annihilation typisch sind, prägen sicher Quark- und Gluonfreiheitsgrade das Geschehen. Die verfügbare Energie ist jedoch – dies erschwert die Behandlung – für die Approximation freier Protonkonstituenten nicht hoch genug, d.h. die Kopplungs„konstante“ der starken Wechselwirkung ist zu groß für einen störungstheoretischen Ansatz der QCD, wie er im Falle großer Impulsüberträge erfolgreich angewandt wird. Tatsächlich konnte ein geschlossenes Verständnis des Annihilationsprozesses bisher nicht erreicht werden.

2.3 Der Zerfall des Protoniums

Aus der in Abbildung 2 dargestellten Potentialform ist ersichtlich, daß das Protonium sehr schnell zur Annihilation kommt, wenn es einen Zustand der Drehimpulsquantenzahl $\ell = 0$ erreicht. In flüssigem Wasserstoff geschieht dies zumeist bereits bei großen Hauptquantenzahlen: als neutrales System kommt das Protonium den benachbarten Wasserstoffkernen genügend oft hinreichend nahe, daß deren elektrisches Feld die verschiedenen Drehimpulszustände einer Hauptquantenzahl des $p\bar{p}$ -Systems qua Stark-Effekt durchmischt [15]. Hier überwiegt demnach die Annihilation aus den S-Zuständen großer Hauptquantenzahlen.

Dahingegen ist der Stark-Effekt in gasförmigen Targets wesentlich kleiner und Beimischungen von $\ell = 0$ -Zuständen dementsprechend geringer: der Anteil der (langsameren, da hier der Zentrifugalwall durchtunnelt werden muß) Annihilationen aus der P-Welle steigt erheblich an³, und das Atom kann bis zu niedrigen Zuständen unter meßbarer Röntgenemission kaskadieren. Das 2P-Niveau wird dabei lt. S. Ahmad et al. [2] mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 13 % erreicht.

³ Die Untersuchungen von F. Kayser [28], S. Ahmad et al. [3], sowie noch unveröffentlichte Analyse von ASTERIX-Daten des Kanals $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ deuten auf Anteile gleicher Größenordnung von S- und P-Wellenannihilation bei Normalbedingungen.

Was sich im eigentlichen „Moment“ der $p\bar{p}$ -Annihilation abspielt, liegt noch sehr im Dunkeln. Geht man von der Vorstellung aus Quarks zusammensetzender Hadronen aus, ergibt sich aus der Zusammenführung von drei Quarks und drei Antiquarks schon aus den Grundprozessen Neugruppierung, Quark-Antiquark-Vernichtung und -Paarerzeugung eine Fülle von kombinatorischen Möglichkeiten der Mesonenproduktion. Die mögliche Bedeutung der verschiedenen Prozesse wird von mehreren Autoren [16] erörtert. Hier brauchen wir darauf nicht näher einzugehen. Resonante Anregungszustände der Mesonen vermehren die in Frage kommenden Kanäle weiter und schließlich könnten bisher nicht gefundene oder als solche identifizierte exotische Teilchen ($gg, ggg, q\bar{q}g, qq\bar{q}\bar{q}...$ ⁴ [27]) energetisch erreichbar sein. Nähern wir uns daher dem Zentrum des Geschehens in entgegengesetzter, zeitlich rückwärts schreitender Richtung: liegen die Ausmaße des Detektors im Größenbereich von einem Meter, haben die nachweisbaren Teilchen eine Lebensdauer von wenigstens einigen Nanosekunden. Nachweisbar sind unter dieser Bedingung demzufolge nur Annihilationsprodukte, die stabil sind (Photonen, Elektronen, Neutrinos), oder solche, die nur schwach zerfallen können (geladene Pionen, Kaonen, Myonen). Tatsächlich dominieren die „langlebigen“ Teilchen der **starken** Wechselwirkung: π^+, π^-, K^+, K^- und K^0 . Für einen Prozeß mit typischen Abständen von Femtometerbruchteilen wie die Proton-Antiproton-Annihilation ist dies nicht anders zu erwarten. Eine Rolle spielen daneben noch Photonen, die aus elektromagnetischen Zerfällen, etwa des neutralen Pions oder des η -Mesons, herrühren. Mit den bisher erwähnten Teilchen sind bereits alle genannt, die sich weiter als 10^{-10} m vom Annihilationsvertex entfernen können. Die Konstituenten eines der vielen, erreichbaren Endkanäle können ihrerseits Zerfallsprodukte kurzlebiger Zwischenzustände sein, als welche sie sich in statistischen Analysen, z.B. aufgrund der invarianten Masse der aus diesem Zerfall hervorgehenden Teilchen, ausweisen.

Jede Desintegration eines Teilchens, die zu wenigstens einem geladenen Zerfallsprodukt führt, bedeutet im allgemeinen eine spontane Änderung des klassischen, elektrischen Feldes, was Anlaß zur Emission von „innerer“ Bremsstrahlung⁵ gibt. Die Protoniumannihilation wird demnach – soweit sie in Endkanäle mit geladenen Teilchen führt, von einem entsprechenden Photonspektrum begleitet sein.

Dieses wird ein wesentliches Thema der vorliegenden Arbeit sein. Wir interessieren uns hier insbesondere für den Wellenlängenbereich um 10^{-10} m. Was sich innerhalb dieser Länge bei der Annihilation im Detail ereignet (resonante Zwischenzustände, Quark- und Gluodynamik), ist im Spektrum nicht „sichtbar“ und kann daher von der weiteren Diskussion ausgeklammert werden.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Emissionen der Protoniumkaskade einerseits, der inneren Bremsstrahlung andererseits ununterscheidbar sind und daher kohärent erfolgen, was zu merklichen Interferenzerscheinungen führen kann.

⁴ es bedeuten: $q \hat{=}$ Quark, $\bar{q} \hat{=}$ Antiquark, $g \hat{=}$ Gluon

⁵ Soweit nicht ausdrücklich anders vermerkt, versteht sich in dieser Arbeit Bremsstrahlung stets als „innere“.

3. Charakteristik der Röntgenemission

3.1 Kaskadenemission

Zwei Quellen von Röntgenstrahlung spielen bei der Annihilation von Protonium eine Rolle (vgl. Abbildung 3): einerseits die sogenannte „innere Bremsstrahlung“, andererseits die Kaskadenemission des Protoniums.

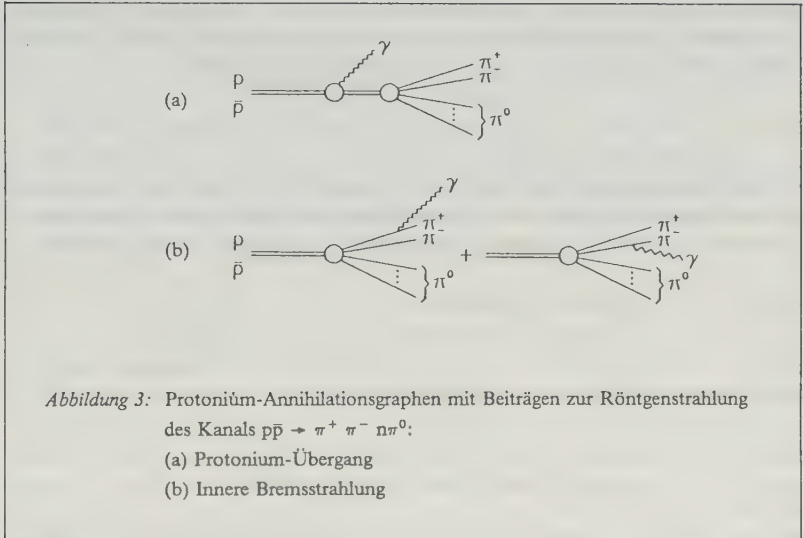


Abbildung 3: Protonium-Annihilationsgraphen mit Beiträgen zur Röntgenstrahlung des Kanals $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^- n\pi^0$:
 (a) Protonium-Übergang
 (b) Innere Bremsstrahlung

Der Berechnung der Protoniumkaskade, aus der sich das Energiespektrum und eventuelle Korrelationen der Emissionsrichtungen ergäben, stehen hauptsächlich zwei bislang nicht gelöste Probleme entgegen: zu berechnen ist einerseits der Einfluß der molekularen Einbindung des Protons, andererseits das effektive, elektrische Feld, das auf das (neutrale!) $p\bar{p}$ -Atom beim Durchqueren weiterer Wasserstoffmoleküle einwirkt. Daneben setzen solche Rechnungen die Kenntnis auch der annihilativen Partialbreiten der Zustände voraus und krankten daher noch an dem mangelnden Verständnis des Proton-Antiproton-Annihilationsprozesses, soweit die Anni-

hilationsbreite gegen die radiative nicht zu vernachlässigen ist. Von den Annihilationsbreiten wird erwartet, daß sie stark vom totalen Drehmoment abhängen. Für Strahlungsübergänge aus einem gegebenen Zustand bedeutet dies, daß selbst bei zunächst statistischer Besetzung des Zustands die radiativ **wirksame** Verteilung der Unterzustände durchaus nichtstatistisch sein kann.

Es lassen sich demzufolge nicht nur die relativen Intensitäten der Kaskadenlinien nicht vorhersagen, sondern auch die Emissionswinkelkorrelationen mit den mesonischen Annihilationsprodukten sind bisher allenfalls dem Experiment zugänglich. Immerhin lassen sich in den interessierenden Fällen obere Grenzen für die Anisotropie angeben.

Richten wir zunächst unser Augenmerk auf die $3D \rightarrow 2P$ -Übergänge, die in der Balmer-Serie, und also generell im Rahmen des hier diskutierten Experiments, die prominente Rolle spielen⁶. Unter Verwendung der spektroskopischen Schreibweise für die involvierten Zustände $|^{2S+1}L_J\rangle$ (mit $L = S, P, D, \dots$) ist die Spindichthematrix hierfür:

$$(3.1) \quad \rho(m, m') = \sum_{JM} \langle ^{2S+1}P_J(m) | T | ^{2S+1}D_J(M) \rangle \langle ^{2S+1}D_J(M) | T | ^{2S+1}P_J(m') \rangle,$$

wobei die Summation über alle Anfangszustände (J, M) erfolgt. Für elektrische Dipolübergänge ist T ein Vektoroperator. Dem Wigner-Eckart-Theorem folgend können die Matrixelemente in ein reduziertes Matrix- und ein die Orientierung beschreibendes Element zerlegt werden [34]:

$$(3.2) \quad \begin{aligned} & \langle ^{2S+1}P_J(m) | T | ^{2S+1}D_J(M) \rangle \\ &= \langle ^{2S+1}P_J(m) || T || ^{2S+1}D_J(M) \rangle \langle j \ 1 \ m \ \lambda_\gamma | J \ M \rangle / \sqrt{(2J+1)} \end{aligned}$$

mit der Photonenhelizität $\lambda_\gamma = \pm 1$. Damit ergibt sich

$$(3.3) \quad \rho(m, m') = \sum_{JM} \langle j \ 1 \ m \ \lambda_\gamma | J \ M \rangle \langle J \ M | j \ 1 \ m' \ \lambda_\gamma \rangle \cdot |\langle ^{2S+1}P_J(m) || T || ^{2S+1}D_J(M) \rangle|^2 / (2J+1)$$

Der Term $|\langle ^{2S+1}P_J(m) || T || ^{2S+1}D_J(M) \rangle|^2$ repräsentiert die Übergangswahrscheinlichkeit $^{2S+1}D_J \rightarrow ^{2S+1}P_J$. Da der $3D$ -Zustand im allgemeinen erst nach einer Reihe von Übergängen erreicht wird, kann hier der Anfangszustand als annähernd statistisch besetzt angenommen, und die relativen Amplituden dem Handbuch für Physik [9] entnommen werden. Die Annihilation aus Zuständen mit $\ell > 1$ ist sehr langsam gegenüber der Röntgenemission und bleibt daher hier unberücksichtigt.

Man findet, daß die Matrizen sich nur sehr wenig ($\rightarrow ^3P_2$, vgl. Tabelle 1), nur durch Nichtdiagonalelemente ($\rightarrow ^3P_1$) oder gar nicht ($\rightarrow ^3P_0$) von Vielfachen der Einheitsmatrix unterscheiden. Im ersteren Fall bedeutet dies für Zweiteilchenkanäle eine Anisotropie von wenigen Prozent, für Endzustände mit mehr als zwei Teilchen kann sie nur noch kleiner sein.

⁶ Die Annihilation aus dem $3S$ -Zustand ist zu schnell, als daß der Übergang $3S \rightarrow 2P$ hier mit berücksichtigt werden müßte.

Tabelle 1:

$$\rho_{nnr}({}^3P_2) = \frac{1}{5} I_3 + \frac{1}{200} \begin{pmatrix} 2 & 0\sqrt{24} & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 3 & 0 \\ \sqrt{24} & 0 & -2 & 0\sqrt{24} \\ 0 & 3 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0\sqrt{24} & 0 & 2 \end{pmatrix}$$

$$\rho_{nnr}({}^3S_1) = \frac{1}{3} I_3 + \frac{1}{12(5a_2+3a_1+a_0)} \begin{pmatrix} a_2-3a_1+2a_0 & 0 & 21a_2+9a_1+6a_0 \\ 0 & -2a_2+6a_1-4a_0 & 0 \\ 21a_2+9a_1+6a_0 & 0 & a_2-3a_1+2a_0 \end{pmatrix}$$

Spindichtematrizen der ${}^3D_J \rightarrow {}^3P_2$ - und ${}^3P_J \rightarrow {}^3S_1$ -Übergänge. Alle übrigen Matrizen der ${}^{2S+1}D_J \rightarrow {}^{2S+1}P_J$ - bzw. ${}^{2S+1}P_J \rightarrow {}^{2S+1}S_J$ -Übergänge sind in der Diagonalen Vielfache der Einheitsmatrix. Die Faktoren a_m bezeichnen den relativen Strahlungsanteil an der Linienbreite (Vgl. Gleichung (3.4)).

Die beiden Übergänge nach 3P_0 und 3P_1 führen – ebenso wie der nach 1P_1 – zu keiner Korrelation zwischen Röntgenemissionsrichtung und Orientierung der Annihilationsprodukte.

Anders ist die Situation für die Übergänge der Lyman-Serie: die (drehimpulsabhängige) Annihilationsbreite $\Gamma_A(J)$ ist für die P-Zustände nicht mehr vernachlässigbar gegenüber der radiativen Breite Γ_L , so daß die bezüglich der Emission wirksame Besetzung des Anfangszustands erheblich von der statistischen Verteilung abweichen kann. Der radiative Anteil der Linienbreite sei daher parametrisiert durch

$$(3.4) \quad a_J = \Gamma_L / (\Gamma_L + \Gamma_A(J)) .$$

Wir verfahren analog der Berechnung der Spindichtematrix für die $3D \rightarrow 2P$ -Übergänge, setzen jedoch die Parameter a_J statt der statistischen Amplituden ein. Die sich damit ergebende Spindichtematrix des ${}^3P_J \rightarrow {}^3S_1$ -Übergangs ist ebenfalls in Tabelle 1 zu finden, während die übrigen wiederum der Einheitsmatrix proportional sind. Sei ϑ der Winkel zwischen der Photonenemission und den Pionenimpulsen, dann findet man für den pionischen Zweikörperzerfall (dieser Kanal kann nicht aus dem 1S_0 -Zustand erreicht werden) die Winkelverteilung

$$(3.5) \quad W_K(\vartheta) = 1 + \frac{-2a_0 + 3a_1 - a_2}{2a_0 + 3a_1 + 7a_2} \cos^2 \vartheta .$$

Findet die P-Wellenannihilation überwiegend aus $J=1$ und $J=2$, die Röntgenemission dagegen nur aus $J=0$ statt, werden große Winkel maximal bevorzugt ($\sin^2\vartheta$ -Verlauf), während eine isotrope Verteilung zu erwarten ist, falls die Annihilation keine Drehimpulsabhängigkeit zeigt ($a_0=a_1=a_2$). Setzt man die von J.M. Richard und M.E. Sainio [13] vorhergesagten Werte für die Annihilationsbreiten der 3P -Niveaus ein, erhält man

$$W_K(\vartheta) \cong 1 + 0,24 \cos^2 \vartheta .$$

In Koinzidenz mit Kanälen, die auch oder nur aus dem 1S_0 -Zustand offen stehen, wird die Winkelverteilung noch „flacher“ bzw. gänzlich isotrop sein.

3.2 Bremsstrahlung und Interferenz

Wie wir von F.E. Low [33] wissen, läßt sich die radiative Amplitude nach Potenzen der Photonenenergie ω entwickeln:

$$(3.6) \quad M_\gamma = a/\omega + b + O(\omega),$$

so daß a und b nur von der Amplitude des Grundprozesses abhängen. Tatsächlich sind die hier in Frage kommenden Energien hinreichend klein⁷, so daß das Spektrum vom ω^{-1} Term dominiert wird, gegenüber dem der in der Photonenenergie lineare Term vernachlässigt werden kann.

R. Rückl [36] zeigt uns, wie sich das inklusive Bremsstrahlungsspektrum hadronischer Prozesse für solcherart kleine Photonenenergien aus der störungstheoretischen Rechnung erster Ordnung in der Feinstrukturkonstanten α ergibt. Die über alle Polarisationsrichtungen des Photons mit dem Viererimpuls $k = (\omega, \vec{k})$ summierte, differentielle Breite ist

$$(3.7) \quad d\Gamma_B = (\alpha/4\pi^2) (-J(k) \cdot J(k)) \omega^{-1} d\Gamma_0 d^3k .$$

$d\Gamma_0$ repräsentiert dabei die differentielle Partialbreite des zerfallenden Systems in den fraglichen Endzustand. Als zerfallendes System kommt zuallererst ein Protoniumzustand in Frage, des weiteren spielen aber auch instabile Annihilationsprodukte wie das K_S^0 , das ρ^0 usw. eine Rolle. Sukzessive Zerfälle addieren sich kohärent, solange die Lebensdauern der vermittelnden Zwischenzustände kürzer als ω^{-1} sind. $J(k)$ stellt – bis auf einen Faktor – den Fourier-transformierten, klassischen Strom punktförmiger Teilchen dar. Im Falle der Proton-Antiproton-Annihilation in Ruhe ist dieser Strom durch die Summe über alle – im genannten Sinne stabilen – Teilchen i des Endzustandes mit den Viererimpulsen p_i und den elektrischen Ladungen q_i als

⁷ $\omega \ll m_\sigma$

$$(3.8) \quad J(k) = \sum_i q_i p_i / (k \cdot p_i)$$

gegeben.

Tatsächlich läßt sich im „Infrarot“-Grenzfall das Bremsstrahlungsspektrum sogar klassisch herleiten [25]. Zwar ist die Vernichtung und Erzeugung von Teilchen klassisch nicht zu beschreiben, doch führen Modelle mit Teilchen, die auf mikroskopischer Strecke beschleunigt werden, oder deren Ladung plötzlich „eingeschaltet“ wird, in manchen Fällen – und so auch hier – zu selbst quantenmechanisch noch richtigen Lösungen.

Man findet also [37] im Ruhesystem des Zerfalls als differentielle Breite der Bremsstrahlung für einen gegebenen, durch $d\Gamma_0$ charakterisierten Prozeß:

$$(3.9) \quad d\Gamma_B = (\alpha/4\pi^2) dW_B \omega^{-1} d\omega \, d\Omega_k$$

mit

$$dW_B := - \sum_i \sum_j \frac{q_i q_j (p_i \cdot p_j)}{(p_i \cdot k)(p_j \cdot k)} \omega^2 d\Omega_k,$$

wobei über alle Polarisationsrichtungen des emittierten Photons summiert wurde. $d\Omega_k$ ist der Raumwinkel der Photonenemission, mithin beschreibt dW_B die Winkelverteilung der Bremsstrahlung bezüglich der Teilchenimpulse. Abbildung 4 zeigt hierfür zwei typische Beispiele.

Sei $d\Gamma_L$ die differentielle Partialbreite für den folgenden Prozeß: ein definierter Protoniumzustand $|\ell'\rangle$ geht unter Emission eines Photons in ein um die Energie ω_0 niedrigeres Niveau $|\ell\rangle$ und annihilirt anschließend in einen bestimmten, mesonischen Endkanal. Sei ferner $d\Gamma_B$ (Vgl. Gleichung (3.9)) die differentielle Partialbreite für die direkte Annihilation aus $|\ell'\rangle$ in denselben Endkanal unter Emission eines Bremsstrahlungsquants. Dann läßt sich der Interferenzterm beider Strahlungsprozesse schreiben als:

$$(3.10) \quad d\Gamma_I = \sqrt{d\Gamma_L d\Gamma_B} \cdot \Phi_I(\omega)$$

mit der Phasenfunktion

$$\Phi_I(\omega) = \frac{(\omega - \omega_0)\cos\delta + (\Gamma_{\text{tot}}^\ell/2)\sin\delta}{\sqrt{[(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma_{\text{tot}}^\ell/2)^2]}}.$$

Die Phase

$$(3.11) \quad \delta = \delta_{\ell'} - \delta_\ell - \delta_r$$

setzt sich aus den Phasen $\delta_{\ell'}$ und δ_ℓ der Annihilationsamplituden der beiden Zustände $|\ell'\rangle$ und $|\ell\rangle$, sowie der der Phase δ_r der Übergangsamplitude $|\ell'\rangle \rightarrow |\ell\rangle + \gamma$ fern der Linienmitte ω_0 (d.h. $|\omega - \omega_0| \gg \Gamma_{\text{tot}}^\ell$) zusammen. Γ_{tot}^ℓ bezeichnet die totale Breite des Zustands $|\ell\rangle$.

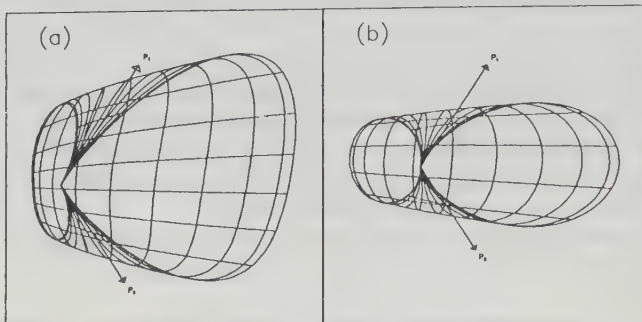


Abbildung 4: Winkelverteilung der Emission von Bremsstrahlung für

(a) $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^- + \text{neutrale}$

(b) $p\bar{p} \rightarrow K^+ K^- + \text{neutrale}$

mit jeweils gleichen, willkürlich gewählten Impulsen der geladenen Teilchen (Pfeile). Die Abbildung zeigt ein sphärisches Koordinatennetz, dessen radiale „Höhe“ durch die differentielle Emissionswahrscheinlichkeit dW_B (vgl. Gleichung (3.9)) bestimmt ist. Die torusartige Figur ist symmetrisch zur Zeichenebene zu denken.

4. Apparatur

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit analysierten Daten wurden am CERN vom PS 171 Experiment aufgenommen. Der LEAR („Low Energy Antiproton Ring“) lieferte hierfür einen Antiprotonenstrahl mit hervorragenden Eigenschaften [14], zum Einsatz kam das sogenannte ASTERIX-Spektrometer⁸, dessen wesentliche Elemente ein System von – zum Antiprotonenstrahl – koaxialen, zylindrischen Modulen bilden:

- Im Zentrum befindet sich ein Wasserstofftarget bei normalen Druck- und Temperaturverhältnissen. Hierin kommen die Antiprotonen zur Ruhe und annihilieren. Eintritt und Verbleib eines Antiprotons im Target wird mittels mehrerer Szintillationszähler festgestellt, deren Signale eine erste Entscheidung der Triggerelektronik veranlassen.
- Das Target ist umgeben von einer Driftkammer (XDC/SPC), die als Füllgas eine 50:50-Mischung von Argon und Äthan enthält. Neunzig sensitive Drähte sind parallel und in gleichem Abstand zur Strahlachse angeordnet, zu ihnen hin treibt ein radiales, elektrisches Feld jedwede freigesetzte, negative Ladung. Deren Azimut φ folgt demnach aus der Position des ansprechenden Drahtes. Jedes induzierte Signal wird an beiden Enden gemessen – Summe und Differenz dieser Größen geben damit ein Maß für die gesamte, primäre Ladung, sowie deren Ort längs der Strahlachse („z“-Koordinate); über die radiale Lage („r“) informiert schließlich die Dauer der Drift bis zum Eintreffen am Draht. In der Kammer durch Ionisation deponierte Energie läßt sich somit in allen drei Dimensionen lokalisieren, sowie auch als solche quantitativ bestimmen.

Betreffs geladener Annihilationsprodukte bedeutet dies, daß ihre Bahn, wie auch ihr spezifischer Energieverlust rekonstruiert werden kann. Für die vorliegende Arbeit wichtiger ist jedoch, daß Photonen im Energiebereich von ungefähr 0,5 keV bis 20 keV eine nennenswerte Chance haben, in die Kammer einzudringen und via Photoeffekt ein Elektron freizusetzen, das längstens innerhalb einiger hundert Mikrometer [38] seine Energie durch Sekundärionisation verliert. Die damit verbundene Ladungstrennung gibt ein direktes Maß für die Energie des eingefallenen Photons.

Abbildung 5 zeigt die Photonennachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden. Die niederenergetischen Photonen werden von einer 6 μm dicken Mylarfolie, die die XDC vom Target trennt, abgeschirmt. Bei 3,2 keV läßt die K-Absorptionskante des Argons die Konversionswahrscheinlichkeit

⁸ „Antiproton Stop Experiment with Trigger on Initial X-rays“ – technische Details des gesamten Aufbaus siehe z.B. [28], die Driftkammer ist in [39] und [19], die Vieldrahtproportionalalkammern sind in [26] genauer beschrieben.

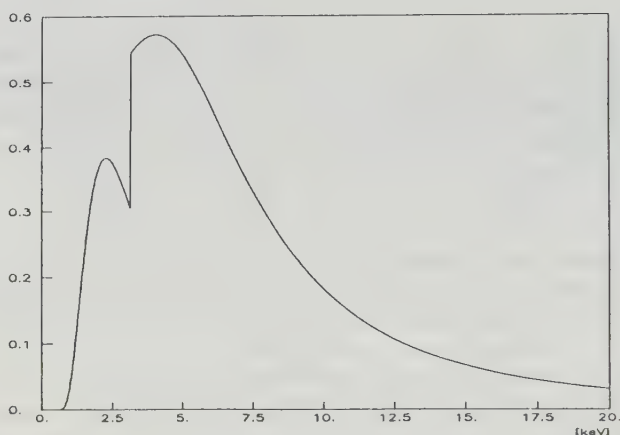


Abbildung 5: Nachweiswahrscheinlichkeit von Photonen als Funktion deren Energie für Ereignisse des Typs $p\bar{p} \rightarrow 2$ geladene + neutrale Teilchen.

sprunghaft ansteigen, während Röntgenquanten noch höherer Energie in zunehmender Zahl den Detektor durchqueren können.

Die geringe räumliche Ausdehnung der bei der Konversion eines Photons entstehenden Ladungswolke erlaubt der Triggerelektronik eine schnelle Entscheidung darüber, ob ein Röntgenquant im Detektor konvertiert ist.

- Sieben, ebenfalls zylindrische Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) umgeben den Zentraldetektor. Sie erlauben die Ortsbestimmung der Durchstoßpunkte geladener Teilchen durch die Kammern⁹. Vom Triggersystem wird die reine Anzahl der Signale je Kammer dazu verwandt, Ereignisse einer vorgegebenen Multiplizität an geladenen Teilchen zu selektieren.
- Ein Magnet, der im Detektorbereich ein nahezu homogenes, wiederum zum Antiprotonenstrahl koaxiales Magnetfeld von 0,8 Tesla erzeugt, umschließt das gesamte System.

⁹ Bei zwei der sieben Kammern wird nur die azimutale Komponente gemessen.

Weitere Elemente des Spektrometers gestatten darüber hinaus auch den Nachweis von hoch-energetischer¹⁰ γ -Strahlung:

- eine Bleifolie vor der – von innen gezählt – sechsten Vieldrahtproportionalkammer, so daß in der letzteren und in der äußersten ein von einem γ -Quant ausgelöster Schauer gemessen werden kann,
- zwei geschichtete Systeme von ebenen Vieldrahtproportionalkammern, die das Detektorvolumen senkrecht zur Symmetrieachse abschließen und ebenfalls Bleifolien zum Zwecke der γ -Konversion enthalten.

Das Triggersystem kann somit folgende Ereignischarakteristika selektieren:

1. Ein Antiproton wurde im Target gestoppt („ $\bar{p}$ -stop“) – die Minimalbedingung geringster Selektivität für ein Annihilationsereignis
2. Anzeichen für die Konversion eines Röntgenquants liegen vor („1-gap“) – damit läßt sich ein bestimmter Anfangszustand (der 2P-Zustand des $p\bar{p}$ -Atoms) anreichern
3. eine bestimmte Anzahl an geladenen Teilchen (d.h. Annihilationsprodukten) hat das Detektorsystem durchquert („MALU(n)“ $\hat{=}$ Multiplizität mindestens n) – d.h. ein bestimmter Satz an mesonischen Endzuständen der Annihilation wird ausgewählt.

Die Signale eines vom Trigger akzeptierten Ereignisses werden geordnet, zusammengefaßt und digitalisiert, sodann als fest formatiertes Datenpaket auf Magnetband geschrieben, das für eine spätere – auch wiederholte – Analyse zur Verfügung steht.

Liegt der Annihilationsvertex genau im Zentrum des Detektors, dann überdeckt der sensitive Raumwinkel für geladene Teilchen etwa 66 % von 4π . Für Röntgenquanten ist der Raumwinkel der XDC mit über 90 % von 4π nur im Falle rein neutraler Annihilation wirksam. Unter den in Abschnitt 5.2 aufgezählten Bedingungen wird – insbesondere wegen der Abschattung des Detektors durch die Spuren geladener Teilchen – lediglich ein effektiver Raumwinkel von ebenfalls etwa 66 % von 4π erreicht. γ -Quanten können innerhalb eines Raumwinkels von 75 % $\cdot 4\pi$ mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 30 % – für Energien oberhalb 100 MeV – nachgewiesen werden.

¹⁰ γ -Quanten von mehr als 50 MeV Energie.

5. Datenanalyse

5.1 Rekonstruktion der Ereignisse

Folgende – den Annihilationsprozeß charakterisierende – physikalische Größen können aus den auf Magnetband gespeicherten Daten rekonstruiert werden:

1. Transversaler und longitudinaler Impuls, sowie spezifischer Energieverlust¹¹ der geladenen Teilchen;
2. kommen sich die Spuren mehrerer geladener Teilchen genügend nahe, kann damit der Vertex der Annihilation (oder des Zerfalls) bestimmt werden;
3. alle drei Komponenten der Impulse, falls die ersten beiden Punkte erfüllt sind.

Damit ist für Ereignisse mit maximal einem unbeobachteten Teilchen die Kinematik vollständig bestimmt.

4. Konversionsort und Energie von Röntgenquanten. Die Kinematik der Teilchenemission wird von der Röntgenstrahlung nicht merklich beeinflusst.
5. Konversionsort hochenergetischer γ -Quanten.

Aus diesen „primären“ Meßgrößen lassen sich des weiteren ableiten: der totale Impuls der beobachteten Teilchen und damit der der nicht nachgewiesenen: da die Annihilation des Protoniums aus der Ruhe stattfindet, muß die Impulssumme verschwinden; die Energien der einzelnen Endzustandskomponenten, entweder aufgrund ihres spezifischen Energieverlusts, oder aufgrund kinematisch plausibler Hypothesen über den Teilchentyp; damit die totale, gemessene und die sich der Messung entziehende Energie: insgesamt steht genau die zweifache Protonenmasse zur Verfügung; das „fehlende“ Massenquadrat¹², sowie die invarianten Massen aller möglichen Teilchenkombinationen. Ferner definiert der Konversionspunkt eines Röntgen- oder γ -Quants zusammen mit dem Annihilationsvertex die Impulsrichtung des Photons. Im Falle der Röntgenstrahlung bedeutet dies – unter Hinzunahme der bei der Konversion deponierten Energie – die vollständige Bestimmung des Viererimpulses.

¹¹ Die dE/dx -Messung erlaubt die Unterscheidung von Pionen und Kaonen; näheres hierzu bei [22].

¹² Das „fehlende“ Massenquadrat ist unabhängig von der tatsächlichen Anzahl unbeobachteter Teilchen definiert als Differenz der Quadrate der fehlenden Energie und des fehlenden Impulses.

5.2 Selektion der Ereignisse

Die für die vorliegende Arbeit ausgewerteten Daten wurden im März und August 1984 aufgenommen, bei Impulsen von etwa 300 MeV/c bzw. 200 MeV/c der aus dem LEAR extrahierten Antiprotonen. Drei verschiedene Trigger wurden dabei eingesetzt: stets wurde die „ $\bar{p}$ -stop“-Bedingung verlangt, zusätzlich wurde bei zweien der Datensätze auf eine Teilchenmultiplizität von mindestens zwei getriggert, wovon einer nur Ereignisse enthält, die zusätzlich auch die „1-gap“-Bedingung (Röntgenquantenkandidat) erfüllen¹³. An die rekonstruierten Ereignisse werden folgende Anforderungen gestellt:

- Genau zwei Spuren entgegengesetzt geladener Teilchen wurden detektiert; eine hinreichend genaue, quantitative Bestimmung der Bahnparameter ist möglich.
- Die Spuren nähern sich so weit und unter so spitzem Winkel aneinander, daß der Vertex lokalisiert werden kann. Letzterer hat innerhalb eines Volumens, das die Annihilation in den Wandungen des Targets ausschließt, zu liegen.
- Wenigstens ein Kandidat für ein Röntgenkonversionssignal ist gegeben.

Um als solches akzeptiert zu werden, muß das Signal

- einem Detektorvolumen, das eine zuverlässige Messung der Konversionsparameter erlaubt, entstammen (d.h. Randregionen, in denen eine Verwechslung mit den Detektor nur knapp schneidenden, geladenen Teilchen denkbar ist, werden ausgenommen),
- es muß eine Pulsform¹⁴ aufweisen, wie sie für die Konversion eines Röntgenquants typisch ist, deutlich unterschieden von Pulsformen, die beim Durchgang geladener Teilchen zustande kommen,
- ferner darf der azimutale Abstand zur nächsten Spur eines geladenen Teilchens in der XDC nicht zu klein sein, um sicher zu gehen, daß nicht etwa eine ineffiziente Zone des Detektors einen isolierten Puls vortäuscht, der tatsächlich zur Serie von Signalen einer Ionisationsspur gehört.

Auf diese Weise bleiben von den vom Trigger akzeptierten $3,5 \cdot 10^6$ $\bar{p}$ -stop-Daten $8,6 \cdot 10^3$ Ereignisse, von $3,0 \cdot 10^6$ MALU(2)-Daten $1,1 \cdot 10^4$ Ereignisse und von $2,4 \cdot 10^6$ 1-gap-Daten $7,7 \cdot 10^4$ Ereignisse, die dem Annihilationskanal $p\bar{p} \rightarrow 2 \text{ geladene} + \text{neutrale Teilchen} + \text{Photon}$ (des Energiebereichs bis 20 keV) zugeschrieben werden können.

¹³ Daten mit alleiniger $\bar{p}$ -stop Triggerbedingung werden im folgenden kurz als „ $\bar{p}$ -stop-Daten“ bezeichnet, Daten mit ($\bar{p}$ -stop $\odot$ MALU(2)) Trigger als „MALU(2)-Daten“, Daten mit ($\bar{p}$ -stop $\odot$ MALU(2) $\odot$ 1-gap) Trigger als „1-gap-Daten“.

¹⁴ Unter der Pulsform versteht man den Amplitudenverlauf eines elektrischen Signals mit der Zeit.

Aufgrund der Verzweigungsverhältnisse der $p\bar{p}$ -Annihilation, die in Blaskammerexperimenten [6] ermittelt wurden, kann die Annahme, daß es sich bei den geladenen Teilchen um Pionen handelt, in über 95 % aller Ereignisse als gesichert gelten. Dem gemessenen Impuls der Teilchen läßt sich damit eindeutig eine kinetische Energie zuordnen, ohne auf den spezifischen Energieverlust zurückgreifen zu müssen, der sich oberhalb von etwa 400 MeV/c für Pionen und Kaonen nicht mehr signifikant unterscheidet.

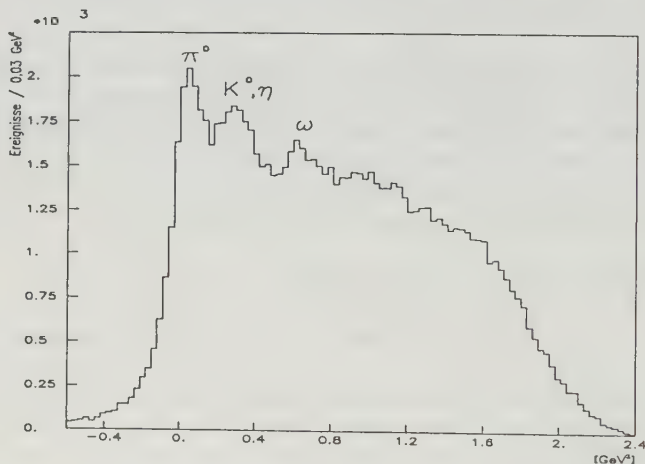


Abbildung 6: Verteilung der „fehlenden“ Massenquadrate für alle verwendeten Ereignisse des Typs $p\bar{p} \rightarrow 2$ geladene + neutrale Teilchen + Röntgenquant

Um ein wenigstens qualitatives Bild von der Rolle der neutralen Annihilationsprodukte zu geben, zeigt Abbildung 6 das Histogramm der „fehlenden“ Massenquadrate (vgl. Fußnote 12). Dominant sind – wie ersichtlich – Ereignisse mit mehreren, unbeobachteten Teilchen (man darf annehmen, daß es sich in überwältigender Mehrheit um neutrale Pionen handelt), deren fehlendes Massenquadrat keinen festen Wert annimmt. Darüber sind die Signale der Endkanäle $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^+\pi^-\text{K}^0$ bzw. $\pi^+\pi^-\eta$ und $\pi^+\pi^-\omega$ zu erkennen.

Im Histogramm der invarianten Massen des $(\pi^+\pi^-)$ -Systems (Abbildung 7) sind über dem Mehrpionphasenraum die Signale des K_S^0 , des ρ^0 und des f_2 zu sehen. Hinsichtlich der Emission von Bremsstrahlung ergibt sich folgendes Bild der einzelnen Beiträge (Kanäle mit geladenen Kaonen unberücksichtigt):

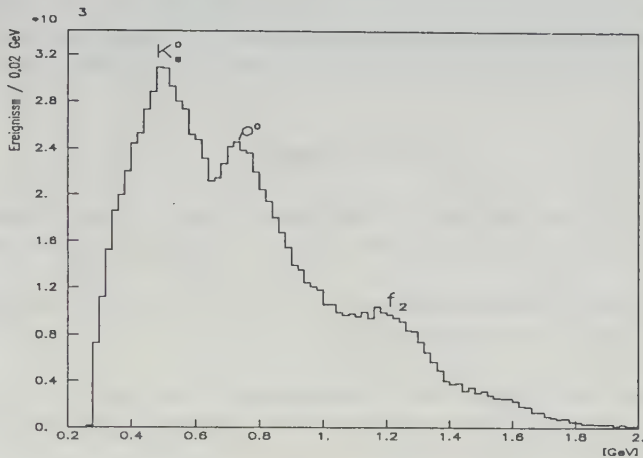


Abbildung 7: Verteilung der invarianten Massen des Systems der geladenen Teilchen unter der Pionhypothese für alle verwendeten Ereignisse des Typs $p\bar{p} \rightarrow 2$ geladene + neutrale Teilchen + Röntgenquant

1a. $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^- + \text{neutrale (Phasenraum)}$

1b. $p\bar{p} \rightarrow \pi^\pm X^\mp (+ \text{neutrale})$
 $\hookrightarrow \pi^\mp + \text{neutrale}$

X steht insbesondere für $\rho^\mp$. Wegen dessen kurzer Lebensdauer ($\Gamma = 153 \text{ MeV}$ [1]) ist für die Charakteristik der Bremsstrahlungsemission der resonante Zwischenzustand irrelevant.

2. $p\bar{p} \rightarrow Y + \text{neutrale}$
 $\hookrightarrow \pi^+ \pi^- (+ \text{neutrale})$
 oder $\hookrightarrow \pi^\pm X^\mp (+ \text{neutrale})$
 $\hookrightarrow \pi^\mp + \text{neutrale}$

Wiederum sind breite Resonanzen ($\rho^0, f_2 \dots$) für die Bremsstrahlungsemission ohne Bedeutung. Durch γ werden jedoch auch die beiden Mesonen K_S^0 und η repräsentiert. Deren Lebensdauern können hinreichend lang sein, so daß die Kohärenz zwischen der Protoniumkaskade und der beim (geladenen!) Zerfall des K_S^0 bzw. η emittierten Bremsstrahlung stark abgeschwächt wird.

5.3 Eichung der Meßdaten

Hier von Interesse sind Wert und Varianz folgender Größen: Impulse der geladenen Endzustände, Position des Annihilationsvertex, Energie des Röntgenquants, sowie dessen Konversionsort.

Die Analyse des Annihilationskanals $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ bietet wegen seiner leichten Separierbarkeit und eindeutigen Kinematik die Möglichkeit,

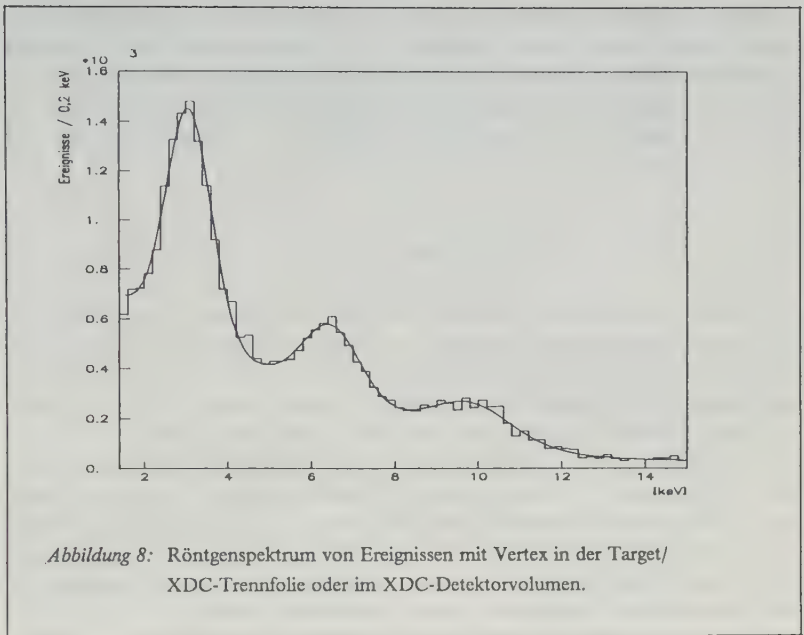
- die relative, geometrische Position der Nachweiskammern zu bestimmen;
- die Stärke des Magnetfeldes nachzuprüfen; aus ihr und dem Radius der Teilchenspur ergibt sich dessen transversaler (bzgl. der Strahlachse) Impuls;
- Ortsauflösung und
- Effizienz der Detektoren zu ermitteln,
- schließlich die Meßunschärfe für den in diesem Endkanal fest vorgegebenen Impuls zu erhalten.

Zur Varianz der Teilchenimpulse niedrigerer Werte gelangt man durch die Analyse des kinematisch ebenfalls überbestimmten Kanals $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, durch Monte-Carlo-Simulationen, oder einfach durch die Auswertung der Abweichungen der gemessenen Spurkoordinaten von einer Helix. Wie zu erwarten, hängt die Impulsauflösung sehr stark von der Länge der beobachteten Teilchenspur innerhalb des sensitiven Detektorvolumens ab¹⁵.

Die Vertexpunktauflösung läßt sich mit mehreren Methoden abschätzen: zunächst aus der Simulation der Detektion mit Monte-Carlo-Methoden; weiterhin aus den Minimalabständen zwischen den Spuren eines Ereignisses; schließlich aus der Breite der Spitzen in der gemessenen Vertexverteilung, die durch Annihilationen in den Wandungen des Targets zustandekommen: außer im Wasserstofftarget finden – je nach Strahlqualität mehr oder weniger viele – Annihilationen in den Szintillationszählern an den Enden des Targets, in der Mylarfolie, die das Target von der XDC trennt, daneben aber auch im Füllgas der XDC statt. Die Genauigkeit der Vertexbestimmung ist aktuell besser als 1 cm.

Annihilationsprozesse im XDC-Volumen lassen sich außerdem auch für die Eichung der Röntgenenergiemessung verwenden. Wählt man Ereignisse mit Vertex im Bereich der Mylarfolie und des XDC-Detektorvolumens, ansonsten jedoch wie im Abschnitt 5.2 beschrieben, aus,

¹⁵ Näheres hierzu ist bei [22] S. 19 f. zu finden.



erhält man ein Photonenspektrum, das sich grundlegend von dem der $p\bar{p}$ -Annihilation unterscheidet (vgl. Abbildung 8). Es enthält eine prominente Argonfluoreszenzlinie mit 3 keV [31], sowie zwei Linien, die den Übergängen ($7 \rightarrow 6$) bei 6,18 keV, sowie ($6 \rightarrow 5$) und ($8 \rightarrow 6$) bei 10 keV des antiprotonischen Kohlenstoffs entsprechen. Die beiden ersteren, sowie die L_{α} -Linie des $p\bar{p}$ -Atoms bei 1,74 keV wurden für die Energiekalibrierung der XDC herangezogen. Die Unsicherheit der so gewonnenen Eichung beträgt ungefähr 200 eV für eine Photonenenergie von 10 keV.

Die Energieauflösung eines Proportionalzählers läßt sich durch ein einfaches Modell [38] beschreiben, wenn man berücksichtigt, daß hauptsächlich statistische Fluktuationen – einerseits die der Sekundäronisation durch das Photoelektron der Röntgenkonversion, andererseits die des Lawinenprozesses – die Linienbreite erzeugen. Die Varianz σ^2 hängt im Experiment modellkonform linear von der Röntgenenergie ab, der Proportionalitätsfaktor liegt unter den gegebenen Bedingungen bei etwa 0,055 keV.

Die Ortsauflösung des Röntgenkonversionspunkts entspricht den jeweils unterschiedlichen Meßmethoden der Raumkoordinaten φ , r , und z (vgl. Abschnitt 4): im Azimut ist die endliche Anzahl der Auslesedrähte maßgeblich; die radiale Komponente wird von der Reichweite

des primären Photoelektrons, der Statistik der Lawinenbildung und der Elektronendrift, sowie von der endlichen Zeitauflösung der Elektronik zerstreut; Ungenauigkeiten der Ladungsteilung und Digitalisierungseffekte schließlich begrenzen die Genauigkeit der Positionsmessung längs der Strahlachse. Folgende Werte wurden erreicht: eine kastenförmige Azimutalauflösung von etwa 0,07 rad Breite, sowie normalverteilte Radial- und Longitudinalaufösungen mit $\sigma_r \approx 0,1$ cm und $\sigma_z \approx 2$ cm.

5.4 Untergrund

Was im vorliegenden Zusammenhang als Untergrund bezeichnet werden soll, gliedert sich in zwei Bereiche: erstens Ereignisse, die nicht dem Typ $p\bar{p} \rightarrow 2$ geladene + neutrale Teilchen + Röntgenquant zugehören, wobei letzteres unmittelbar dem Annihilationsprozeß entstammen soll; zweitens, im Falle „richtiger“ Ereignisse, akzidentelle Signale, die weder einer Spur der geladenen Teilchen, noch der Röntgenkonversionswolke zugehören.

Ungeachtet der Frage nach der Anwesenheit eines Röntgenquants mag eine Fehldentifikation des Endkanals aus der unvollständigen Raumwinkelabdeckung des Detektorsystems folgen, insofern sie an die Möglichkeit denken läßt, daß sich von vier geladenen Annihilationsprodukten zwei der Beobachtung entziehen. Die Forderung verschwindender Gesamtladung drückt die Quote solcher Ereignisse auf die Hälfte und erlaubt gleichzeitig eine Abschätzung des verbleibenden, derartigen Untergrundes. Er ist, bezogen auf die Anzahl gemäß Abschnitt 5.2 qualifizierter Ereignisse, kleiner als $4 \cdot 10^{-4}$.

Zufällig mit einer Annihilation koinzidente Signale wie elektronisches Rauschen, radioaktive Quellen, Höhenstrahlung etc. sind an ihrer unkorrelierten Zeitverteilung zu erkennen. Während die zur Annihilation gehörigen Signale in der XDC, bezogen auf den Eintrittszeitpunkt des Antiprotons ins Target, in einem Zeitfenster erscheinen, das durch die minimale (verschwindende) und maximale Driftzeit einer Ladungswolke zu den Auslesedrähten der XDC begrenzt ist, finden sich zufällige Koinzidenzen auch außerhalb dieses Fensters mit statistischer Verteilung. Von der Ausleseelektronik erzeugtes Rauschen wird im allgemeinen keine Pulsform aufweisen, wie sie für Photonen typisch ist und verlangt wird (vgl. Abschnitt 5.2). Tatsächlich gehören mehr als 99 % der Röntgenquanten unmittelbar zum Annihilationsprozeß (vgl. Abbildung 9).

Die in der XDC enthaltenen Gase Argon und Äthan können durch die Target/XDC-Trennfolie zu geringen Mengen ins Target diffundieren. $p\bar{C}$ -, $p\bar{O}$ - und $p\bar{Ar}$ -Annihilationen sind die Folge, gegen deren Bedeutung drei – in ihrer Summe schlagenden – Argumente sprechen: erstens wurde die Argonkontamination massenspektroskopisch zu 7 ppm gemessen; zweitens müßten die charakteristischen Röntgenlinien im Spektrum erscheinen (vgl. Abbildung 8) und drittens würde die Antiprotonenannihilation mit einem schweren Partner schwerlich zu der verlangten Ereigniskonfiguration führen.

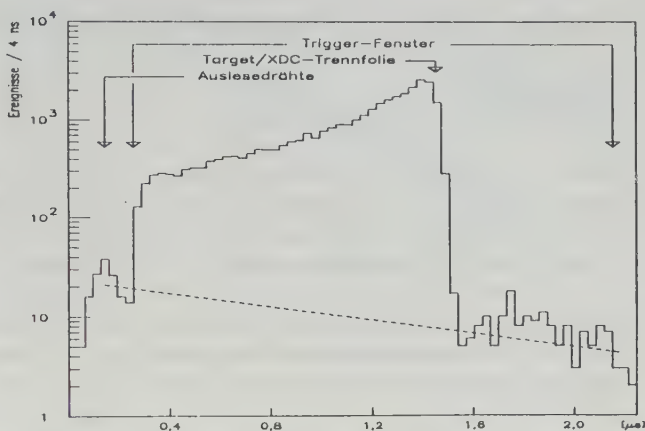


Abbildung 9: Zur Untergrundabschätzung des Beitrags nicht mit der Annihilation korrelierter Signale: Zeitverteilung der Photonensignale relativ zum Eintritt des Antiprotons ins Target. Unmittelbar an der Trennfolie konvertierte Röntgenquanten haben den längsten Driftweg und kommen daher zuletzt am Auslesedraht an ($\cong 1,5 \mu\text{s}$).

Für Annihilationen in den Wänden oder außerhalb des Targets gelten die beiden letztgenannten Argumente ebenso. Insbesondere schließt jedoch das streng begrenzte Akzeptanzvolumen für die Vertices solche Ereignisse aus.

Ein γ -Quant der Energie ω_γ kann schließlich Röntgenstrahlung vortäuschen, wenn es im Detektorvolumen Comptonstreuung mit kleinem Streuwinkel Θ_γ erfährt, so daß ein Elektron mit einer kinetischen Energie T_e von einigen keV freigesetzt wird. Es läßt sich leicht zeigen, daß diese kinematischen Bedingungen zu der Näherung¹⁶

$$(5.1) \quad d\cos\Theta_\gamma \cong -m_e \omega_\gamma^{-2} dT_e,$$

andererseits die Klein-Nishina-Formel [30] zu

¹⁶ $\hbar = c = 1$; m_e steht für die Elektronenmasse, e im folgenden für die Elementarladung.

$$(5.2) \quad d\sigma \cong 2\pi e^4 m_e^{-2} \sin\theta_\gamma d\theta_\gamma$$

führen, mithin der Wirkungsquerschnitt in erster Näherung mit dem Quadrat der γ -Energie kleiner wird:

$$(5.3) \quad d\sigma / dT_e \cong 2\pi e^4 m_e^{-1} \omega_\gamma^{-2}$$

Zu erwarten ist daher, daß die primären, d.h. im wesentlichen die aus dem Zerfall der neutralen Pionen herstammenden, γ -Quanten¹⁷ für diesen Effekt eine geringe Rolle spielen. Letztere werden jedoch spätestens in dem das Detektorsystem umgebenden Magneten elektromagnetische Schauer erzeugen. Mit gewisser Wahrscheinlichkeit entstehen dabei auch Sekundärteilchen in „Rückwärtsrichtung“, d.h. solche, die wieder in den Detektorinnenraum eindringen können. Die Frage, wie das Energiespektrum der aus Schauern rückgestreuten Photonen aussieht, ist quantitativ sehr schwer zu beantworten, jedoch wegen der ω_γ^{-2} -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts entscheidend, sowohl was die gesamte Ausbeute, als auch was den Verlauf des Comptonelektronenspektrums angeht.

Um zu einer Abschätzung des Effekts zu gelangen, wurde mit Monte-Carlo-Methoden [12] eine Simulation der elektromagnetischen Schauer unter der gegebenen Detektorgeometrie vorgenommen. Das primäre γ -Spektrum wurde entsprechend dem Phasenraum des Ereignistyps $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^- n\pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- 2n\gamma$ generiert, wobei die Anzahl der neutralen Pionen ($3 \leq n \leq 6$) in Annäherung an die von R. Armenteros et al. [6] angegebenen Verzweungsverhältnisse verteilt gewählt wurde. Die Simulation erbrachte folgendes Ergebnis: für $T_e \rightarrow 0$ (Entspricht Gleichung (5.3)) findet sich eine Comptonelektronenausbeute von

$$\frac{dN_e}{dT_e} = (3,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ eV}^{-1}$$

je $p\bar{p}$ -Annihilation. Das Energiespektrum der Comptonelektronen fällt schwach ab zu einem Wert von $(2,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ eV}^{-1}$ bei einer Energie von $T_e = 20 \text{ keV}$. Die angegebenen Fehler sind rein statistischer Natur. Was systematische Fehler anbetrifft, kann nicht ausgeschlossen werden, daß die Anforderungen an die Wirklichkeitstreue der Schauersimulation – ein Energiebereich von vier Größenordnungen wird durchschritten! – überzogen sind.

Auf die Möglichkeit, daß auch die geladenen Pionen zum γ -Halo – durch Kernreaktionen – beitragen, kann hier nurmehr hingewiesen werden, da eine realistische Simulation dieser Effekte noch schwerer als die elektromagnetischer Schauer erreichbar ist. Die höhere Untergrundrate in rein neutralen Kanälen [42] spricht zwar – oberflächlich betrachtet – gegen die Bedeutung dieses Effekts, doch könnte hier die Nichtrekonstruierbarkeit des Annihilations-vertex' zu einer Überkompensation durch andere Untergrundquellen führen.

¹⁷ Das primäre γ -Spektrum umfaßt ungefähr den Bereich von 6 MeV bis 900 MeV mit einer mittleren Energie von etwa 200 MeV.

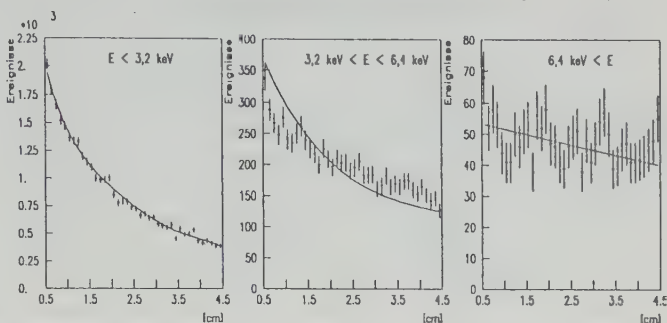


Abbildung 10: Weglänge der Röntgenquanten im Argon bis zur Konversion für die Photonenenergiefenster 0...3,2; 3,2...6,4 und 6,4...20 keV. Die glatte Kurve zeigt jeweils den theoretisch zu erwartenden Verlauf.

Eine davon unabhängige Methode der Abschätzung des Untergrundes an Röntgenquantenkandidaten, die nicht vom Annihilationsvertex ausgehen, ergibt sich aus dem exponentiellen Abfallen der Verteilung der Konversionspunkte im Detektorgas. Die Reichweite von Photonen als Funktion deren Energie ist bekannt [23] und kann mit der gemessenen Reichweitenverteilung im Zählergas verglichen werden. Wie aus Abbildung 10 ersichtlich, ist die Übereinstimmung im Energiefenster unterhalb der Argonabsorptionskante sehr gut, während im Bereich $3,2 \text{ keV} < \omega < 6,4 \text{ keV}$ die experimentelle Verteilung flacher als zu erwarten verläuft und damit den Beitrag einer nicht vom Annihilationsvertex herrührenden Strahlungsquelle anzeigt. Für noch höhere Energien ist die mittlere, freie Weglänge der Photonen groß gegen die Dimensionen des Detektors, so daß verschiedene Impulsrichtungen der Photonen nicht mehr unterschieden werden können. Im folgenden von Interesse ist insbesondere das Energiefenster oberhalb der Balmerlinien ($5 \text{ keV} < \omega < 20 \text{ keV}$): hierfür wurde ein nicht vertexzentrierter Anteil von $11 \pm 5 \%$ ermittelt, indem die Amplitude des zu erwartenden Verlaufs zugunsten einer im Detektor gleichmäßigen Verteilung soweit reduziert wurde, bis Übereinstimmung mit dem gemessenen Reichweitenhistogramm erreicht war. Nimmt man diesen Beitrag als gleichverteilt in der Energie an, folgt daraus ein Wert von $(2,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-8} \text{ eV}^{-1}$ je pp-Annihilation.

6. Spezielle Analyseverfahren

Da die Winkelverteilung der Emissionswahrscheinlichkeit von Bremsstrahlung von den Viererimpulsen der geladenen Teilchen abhängt, ändert sie sich mit der jeweiligen kinematischen Konfiguration von Ereignis zu Ereignis. Um den Unterschied zu einer mit den geladenen Annihilationsprodukten unkorrelierten und insofern isotropen Winkelverteilung sichtbar zu machen, könnte man sich beispielsweise auf eine spezifische Konfiguration beschränken, etwa den Kanal $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Dies reduziert jedoch die Menge der verfügbaren Daten allzusehr.

Um diese Einschränkung zu umgehen, muß in geeigneter Weise über verschiedene Ereignistypen integriert werden. Da nur die Viererimpulse der geladenen Teilchen zur Bremsstrahlung beitragen, bietet sich eine Integration über alle neutralen Annihilationsprodukte an – gleichzeitig werden damit die Stärken des ASTERIX-Spektrometers genutzt, seine Schwächen umgangen. Sodann ist die Annahme rein pionischer Annihilation – wie bereits erwähnt – durchaus nicht weit von der Wirklichkeit entfernt. Beschränken wir uns ferner auf Ereignisse mit genau zwei geladenen Teilchen, können schließlich mit geeigneten, räumlichen Drehungen drei der sechs Teilchenfreiheitsgrade „wegtransformiert“ werden. Trotzdem ist die Zahl der verbleibenden Parameter noch zu groß: abgesehen von der mangelnden Anschaulichkeit – zu den Freiheitsgraden der Teilchen kommen ja noch die des Röntgenquants – verbietet die Konkurrenz zwischen erwünschter Auflösung und statistischer Signifikanz bei der gegebenen Ereignisanzahl eine dreidimensionale Behandlung des Problems.

Die Restriktion auf Endkanäle mit genau zwei geladenen Teilchen – und nur sie! – bietet nun freilich die Möglichkeit einer Transformation in ein System mit kollinearen Impulsen der beiden Teilchen: hierin liegt der tiefere Grund für diese Beschränkung.

Zwei unterschiedliche Lösungen einer solchen Transformation sollen im folgenden diskutiert werden.

6.1 Geometrische Kollinearisation

Wir legen im Labor ein Koordinatensystem derart, daß die Richtungen der geladenen Teilchenimpulse durch $(\vartheta_1, \varphi_1) = (\vartheta_s, 0)$ und $(\vartheta_2, \varphi_2) = (\pi - \vartheta_s, 0)$ mit $\vartheta_s \in]0, \pi/2[$ ¹⁸ beschrieben werden. In diesem System definieren wir für jeden Vektor (ϑ, φ) die Hilfsgröße τ durch

¹⁸ $\vartheta_s = 0$ bedeutet bereits vorliegende Kollinearität.

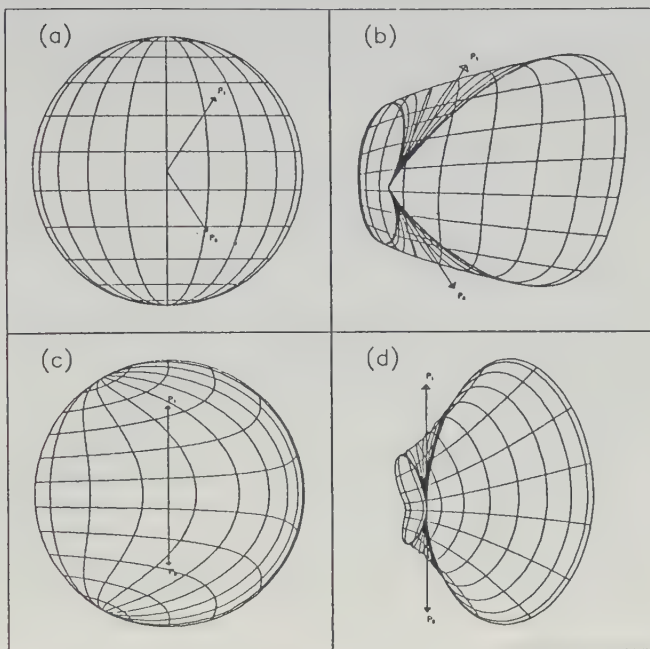


Abbildung 11: Wirkung der im Text beschriebenen Kollinearisationstransformation auf zwei willkürlich gewählte Impulse (Pfeile) der geladenen Teilchen und verschiedene Photonenwinkelverteilungen:

- (a) und (b) Laborsystem
- (c) und (d) transformiertes System
- (a) und (c) isotrope Winkelverteilung
- (b) und (d) Bremsstrahlungswinkelverteilung

$$(6.1) \quad \tau := \arctan \left(\frac{\cos \vartheta}{1/\sin \vartheta_s - \sin \vartheta \cos \varphi} \right)$$

mit $\tau \in [-\vartheta_s, \vartheta_s]$. Damit setzen wir als erste Transformationsgleichung

$$(6.2) \quad \cos \Theta = \sin \tau / \sin \vartheta_s$$

mit $\Theta \in [0, \pi]$. Als zweite Hilfsgröße definieren wir ξ durch

$$(6.3) \quad \begin{aligned} \cos \xi &:= (\sin \vartheta \cos \varphi \cos \tau - \cos \vartheta \sin \tau) / \sin \Theta \quad \text{und} \\ \sin \xi &:= \sin \vartheta \sin \varphi / \sin \Theta. \end{aligned}$$

Mit der zweiten Transformationsvorschrift

$$(6.4) \quad \Phi = \xi - \sin \vartheta \sin \varphi \sin \vartheta_s / \cos \tau$$

($\Phi \in [0, 2\pi]$) ergeben sich folgende Eigenschaften der Transformation¹⁹:

- die Vektoren $(\vartheta_s, 0)$ und $(\pi - \vartheta_s, 0)$ werden auf $(0, 0)$ bzw. $(\pi, 0)$ abgebildet, d.h. die Teilchenimpulse sind im transformierten System kollinear,
- die Vektoren $(\pi/2, 0)$ und $(\pi/2, \pi)$ bleiben als einzige unverändert,
- die Transformation ist flächentreu²⁰, d.h. eine isotrope Verteilung bleibt isotrop.

Abbildung 11 illustriert die Wirkung dieser Transformation für eine willkürlich gewählte Konfiguration der Pionenimpulse: beide Verteilungen erhalten ihren spezifischen Charakter, insbesondere die isotrope bleibt sich exakt gleich.

Der verfügbare Phasenraum verengt sich zu großen invarianten Massen des $\pi^+\pi^-$ -Systems hin, so daß der Winkel zwischen den Teilchenspuren immer größer wird, m.a.W. sie nähern sich zunehmend der Kollinearität, und die Verhältnisse im Labor- und im transformierten System konvergieren.

6.2 Lorentztransformation

Eine weitere, naheliegende Möglichkeit, zu einem System von kollinearen Impulsen der geladenen Annihilationsprodukte zu gelangen, ist die Lorentztransformation in deren Schwerpunktsystem. Dort nimmt die Winkelverteilung der Bremsstrahlung eine sehr einfache, symmetrische Form an:

$$(6.5) \quad dN / d\Omega \propto \beta^2 \cdot \sin^2 \Theta / (1 - \beta^2 \cos^2 \Theta)^2$$

¹⁹ Wir nennen diese fortan „Kollinearisierungstransformation“, das transformierte System „Kollinearsystem“.

²⁰ Durch Differentiation der Transformationsgleichungen läßt sich zeigen, daß $\sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi = \sin \Theta \, d\Theta \, d\Phi$ gilt.

mit dem Winkel Θ zwischen Photonen- und Teilchenimpuls und der Teilchengeschwindigkeit $\beta \cdot c$ im Schwerpunktsystem. Die Winkelverteilung der Bremsstrahlung ist damit symmetrisch im Azimut und nur von der invarianten Masse des $\pi^+ \pi^-$ -Systems abhängig. Hingegen erfährt eine isotrope Verteilung eine mehr oder weniger starke Deformation entgegen der Transformationsrichtung.

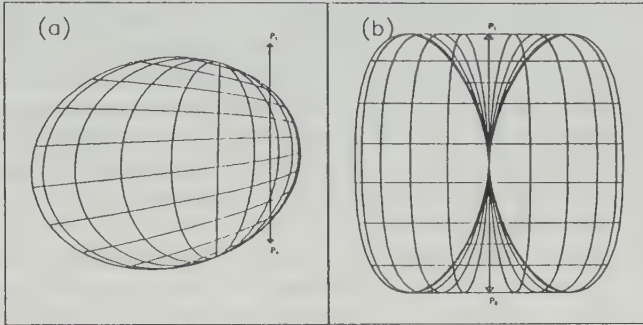


Abbildung 12: Lorentztransformationen der in Abbildung 11 (a) und (b) gezeigten (Labor-) Winkelverteilungen ins $\pi^+ \pi^-$ - Schwerpunktsystem.

Abbildung 12 zeigt dieselben Laborwinkelverteilungen wie Abbildung 11, diesmal jedoch ins System mit verschwindendem Gesamtimpuls der geladenen Teilchen transformiert.

Vom Standpunkt idealer Bedingungen aus betrachtet ist die Lorentztransformation für die Untersuchung der Bremsstrahlung physikalisch adäquat, im realen Fall jedoch muß zwischen der Bewahrung der Symmetrie isotroper Abstrahlung und der Symmetrisierung der Bremsstrahlungsemission abgewogen werden.

7. Simulation der Röntgenemission

Die in Abschnitt 5.2 genannten Auswahlkriterien für Röntgensignale beeinflussen die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Photonenenergien, -emissionspunkte und -richtungen, sowie für verschiedene Impulse der geladenen Teilchen höchst unterschiedlich und auf eine analytisch kaum beschreibbare Weise. So ist etwa die Wahrscheinlichkeit, in den Detektor auch noch unter flachem Winkel eindringen zu können, für höhere Röntgenenergien größer, ebenso wie die mittlere Eindringtiefe bis zur Konversion, weshalb sich eine Beschränkung des aktiven Detektorvolumens auf die Nachweiseffizienz energieabhängig auswirkt. Des weiteren führt die Forderung eines azimuthalen Mindestabstands zwischen Konversionsort und den Spuren geladener Teilchen zu einer erheblichen Korrelation mit der speziellen Ereigniskonfiguration. Diese differenziert dadurch insbesondere zwischen verschiedenen Winkelverteilungen relativ zu den Teilchenimpulsen, wie sie für die Kaskadenemission einerseits, die Bremsstrahlungsemission andererseits erwartet werden.

Um zu einem Verständnis der physikalischen Vorgänge zu gelangen, ist daher eine Simulation mit Monte-Carlo-Methoden unumgänglich. Für das Studium der Röntgenemission im Annihilationsprozeß wurde auf eine vollständige Simulation verzichtet: Annihilationsvertices und kinematische Konfigurationen, d.h. die Impulse der geladenen Teilchen, wurden stattdessen Ereignis für Ereignis den Meßdaten entnommen und lediglich die Emission und Detektion der Röntgenquanten simuliert. Damit entfallen die ansonsten nicht trivial zu lösenden Aufgaben:

- die genaue Verteilung der Annihilationspunkte zu ermitteln;
- die relativen Verzweungsverhältnisse in verschiedene Endkanäle, d.h. die kinematischen Konfigurationen, die sich aus der Dynamik des Annihilationsprozesses ergeben, richtig einzusetzen;
- die Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen, unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie, der Ineffizienzen, sowie des Rauschuntergrundes der MWPCs, zutreffend zu beschreiben.

Die der Messung entnommenen Größen müssen freilich, bevor sie der Monte-Carlo-Simulation der Röntgenemission vorgegeben werden, entsprechend der Meß(un)genauigkeit des Spektrometers (vgl. hierzu Abschnitt 5.3) „verschmiert“ werden. Nur im Rahmen dieser Auflösung wird die Vertexverteilung und die Dynamik mit dieser Methode der partiellen Ereignissimulation zutreffend beschrieben. Wie die Variation der in der Simulation verwendeten Auflösungswerte über die im äußersten Fall in Frage kommenden Bereiche zeigt, hängen die im konkreten Fall zu

erwartenden Winkelkorrelationen zwischen Teilchen- und Photonenimpulsen von den betreffenden Kenngrößen der Apparatur nicht merklich ab.

Die Erzeugung der Röntgenquanten erfolgt je nach Erfordernis in verschiedenen Modi, was die Verteilung der gewürfelten Energien und Emissionsrichtungen angeht. Isotrope Emission wird für die Simulation der Kaskade als hinreichend gute Näherung angesehen, während die Bremsstrahlung gemäß der bereits diskutierten Winkelverteilung erzeugt werden muß. Da die Ausbeute der einzelnen Protoniumlinien nicht a priori bekannt ist, muß sich die Simulation in dieser Hinsicht iterativ an das gemessene Spektrum annähern.

Hingegen ist das Energiespektrum der Bremsstrahlung gegeben, zu beachten ist lediglich die Vermeidung der Infrarotdivergenz: die Photonen dieser Komponente werden gemäß dem ω^{-1} -Verlauf generiert, mit einer Mindestenergie ω von 0,2 keV. Diese Grenze rechtfertigt sich aus der hier bereits verschwindend kleinen Nachweiswahrscheinlichkeit und der Tatsache, daß die Transmission durch die Target/XDC-Trennfolie für $\omega \rightarrow 0$ schneller als ω verschwindet. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Emissionsrichtung ändert sich von Ereignis zu Ereignis, weshalb die aktuellen Photonenimpulskomponenten entsprechend der jeweiligen Teilchenkonfiguration ausgewürfelt werden müssen. Wie bereits in Abschnitt 6.2 erwähnt, nimmt die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem der beiden geladenen Teilchen eine besonders einfache Abhängigkeit von deren Geschwindigkeit $\beta \cdot c$ und dem Polarwinkel Θ zwischen Teilchen- und Photonenimpuls an (Vgl. Gleichung (6.5)). Diese Funktion ist analytisch integrierbar:

$$(7.1) \quad \int \frac{dN}{d\Omega} d\Omega \propto \int \beta^2 \cdot \sin^2 \Theta / (1 - \beta^2 \cos^2 \Theta)^2 d\Omega$$

$$= \left[\frac{\beta(1 + \beta^2)}{4} \ln \frac{1 + \beta \cos \Theta}{1 - \beta \cos \Theta} - \frac{(1 - \beta^2) \cos \Theta}{2(1 - \beta^2 \cos^2 \Theta)} \right] \cdot 2\pi$$

und das Integral braucht nur noch numerisch nach $\cos \Theta$ invertiert werden, um einen Zufallsgenerator für die Winkelverteilung der Bremsstrahlung zu erhalten.

Bei der Behandlung von Interferenzeffekten stellt sich ein prinzipielles Problem: die Erzeugung von Ereignissen geschieht in Standard-Monte-Carlo-Methoden jeweils unabhängig, wodurch eine echte Interferenz im Emissionsmuster eines Satzes von Ereignissen gerade ausgeschlossen wird. Man muß sich daher damit behelfen, die zwei eigentlich interferierenden Komponenten unabhängig zu erzeugen und als dritten Beitrag einen geeigneten Interferenzterm hinzuzufügen. Um der Möglichkeit destruktiver Interferenz Rechnung zu tragen, sind die Ereignisse dabei mit einem Gewicht zu versehen, das auch negative Werte annehmen kann. Die relativen Beiträge all dieser drei Komponenten müssen unvermeidlicherweise „von Hand“ eingefügt werden.

Die Winkelverteilung $dW_I(\vartheta, \varphi)$ des Interferenzterms wird so gewählt, daß sie für jede Richtung (ϑ, φ) proportional zu $\sqrt{dW_B(\vartheta, \varphi)}$ mit geeigneter Normierung ist (wobei $dW_B(\vartheta, \varphi)$ für die Winkelverteilung der Bremsstrahlung steht, vgl. Gleichung (3.9)), was der Interferenz der Bremsstrahlung mit isotroper Emission entspricht. Die Energieabhängigkeit wird schließlich durch einen absorptiven

$$(7.2) \quad \frac{\Gamma \sin \delta}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

und einen dispersiven Anteil

$$(7.3) \quad \frac{(\omega - \omega_0) \cos \delta}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

mit willkürlich gewählter Phase δ (Vgl. Gleichung (3.11)) beschrieben. ω_0 und Γ legen die Position und Breite der interferierenden Linie fest.

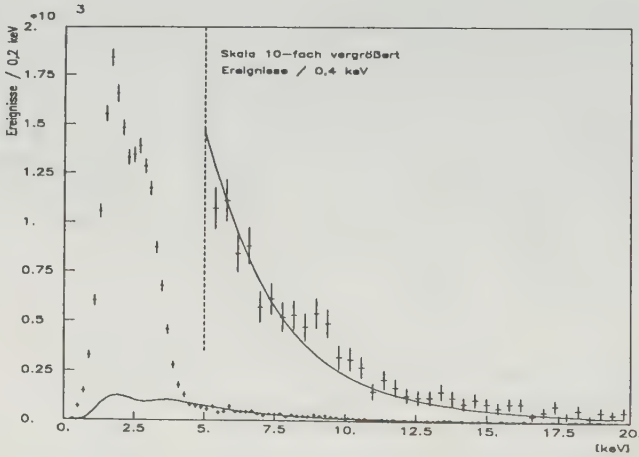


Abbildung 13: Röntgenspektrum von Ereignissen der Datensätze ohne „1-gap“ Triggerbedingung; überlagert das zugehörige, Monte-Carlo-simulierte Bremsstrahlungsspektrum (durchgezogene Linie)

Kennt man – wie das für die Bremsstrahlung der Fall ist – die totale Emissionswahrscheinlichkeit für Röntgenstrahlung, kann das gemessene Spektrum direkt mit dem Monte-Carlo-generierten verglichen werden. Dies gilt freilich mit der Einschränkung, daß die Triggereffizienz für Ereignisse mit und ohne Photon bekannt sein muß. Wir nehmen als sicher an, daß weder der $\bar{p}$ -stop-Trigger, noch der Multiplizitätstrigger zwischen Ereignissen mit und

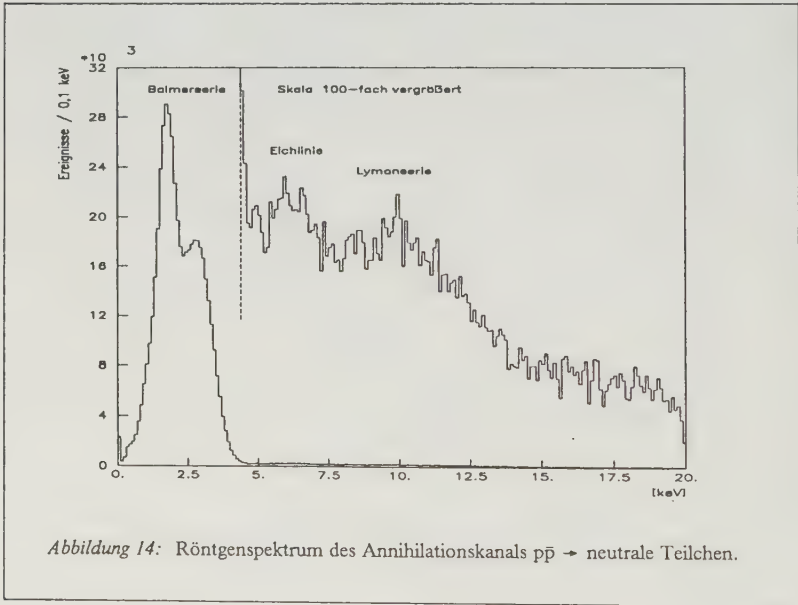
ohne Bremsstrahlungsemission merklich unterscheiden. Die Ereignisse der entsprechenden Datensätze wurden daher mit dem Ziel, absolute Raten zu erhalten, der Simulation zugrundegelegt. Abbildung 13 zeigt das Röntgenspektrum dieser Daten, sowie eine Ausgleichskurve durch das zugehörige, generierte Bremsstrahlungsspektrum.

Die – ohne jegliche Skalennormierung! – erreichte Übereinstimmung des gemessenen mit dem „gewürfelten“ Spektrum im Energiebereich oberhalb etwa 5 keV ist überzeugend. Aus der Kaskade des $p\bar{p}$ -Atoms können derart hohe Photonenenergien nur von der sicher vergleichsweise wenig ergiebigen Lyman-Serie erreicht werden.

8. Ergebnisse

8.1 Das Röntgenenergiespektrum

Nachdem erstmals von der ASTERIX-Kollaboration die Lyman-Serie der Protonium-Kaskade für die neutralen Endkanäle gemessen worden war [4], stellte sich die Frage, ob die K-Linien auch für andere Endzustände nachgewiesen werden können. Abbildung 14 zeigt zunächst zum Vergleich das gemessene Röntgenspektrum für den Annihilationskanal $p\bar{p} \rightarrow$ neutrale Teilchen [42].



Die Linien der Balmereserie (L_α mit 1,74 keV bis L_∞ mit 3,11 keV) können, abgesehen vom prominenten L_α -Übergang, nicht einzeln aufgelöst werden. Sie stellen jedoch den überwältigenden Anteil der nachgewiesenen Photonen. Man erwartet außerdem einen Beitrag der

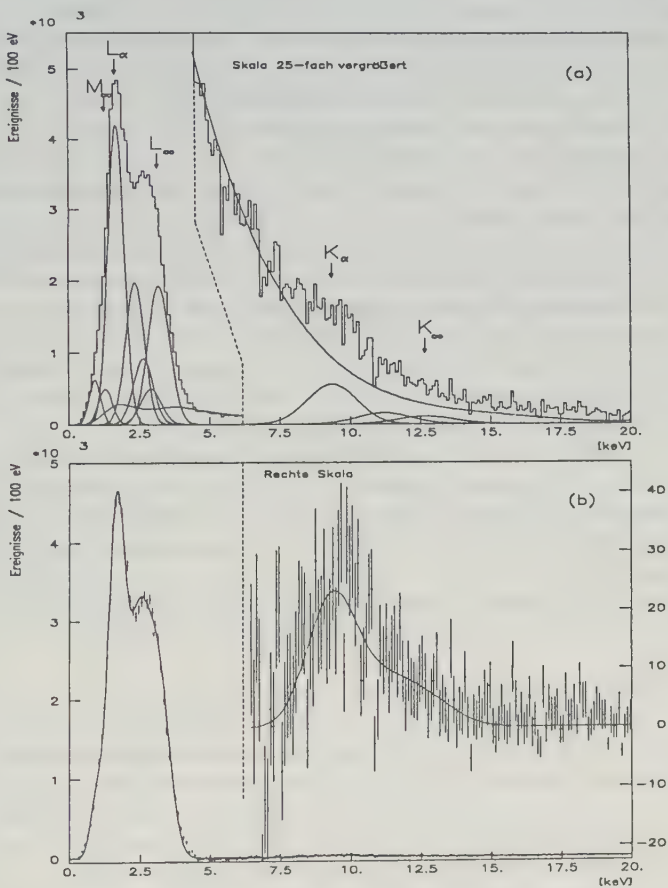


Abbildung 15: (a) Röntgenspektrum des Annihilationskanals $p\bar{p} \rightarrow 2$ geladene + neutrale Teilchen mit den Komponenten einer im Text beschriebenen Anpassung (glatte Linien – Paschen-, Balmer- und Lymanlinien, Bremsstrahlung).
 (b) Dasselbe nach der Subtraktion der Bremsstrahlungsanteils. Daran angepaßt: die Summe der verbleibenden Kaskadenlinien (glatte Linie).

Paschenserie (M_{∞} bei 1,38 keV). Bei 6 keV zeigt sich die Emission einer im Target placierten Eichquelle²¹. Die Lymanlinien schließlich sind in der Region um 10 keV sichtbar.

Das Spektrum der zu Ereignissen des Typs $p\bar{p} \rightarrow 2$ geladene + neutrale Teilchen koinzidenten Röntgenquanten ist in Abbildung 15a wiedergegeben. Wie man sieht, wird es wie im Fall rein neutraler Annihilation im unteren Energiebereich von den Linien der Balmer-Serie beherrscht, während sich die Regionen oberhalb etwa 5 keV deutlich unterscheiden: im Falle neutraler Endzustände zeigen sich unmittelbar die Lyman-Linien, wohingegen dieser Teil des Spektrums für $p\bar{p} \rightarrow 2$ geladene + neutrale Teilchen qualitativ einen für Bremsstrahlung typischen, abfallenden Verlauf aufweist.

Tatsächlich gelingt die Darstellung der Lyman-Serie erst durch die Subtraktion des Bremsstrahlungsuntergrundes, dessen Verlauf man der Monte-Carlo-Simulation entnimmt. Übrig bleibt danach ein reines Kaskadenspektrum, wie es in Abbildung 15b zu sehen ist.

Die in Abbildung 15 gezeigte Anpassung an das gemessene Röntgenspektrum wurde mit der Methode der kleinsten Quadrate vorgenommen, um Aufschluß über die Beiträge der einzelnen Komponenten zu erhalten. Die einzelnen Beiträge dieser Anpassung sind der Abbildung 15a überlagert, die Summe der Kaskadenlinien der Abbildung 15b.

Die Daten wurden zum Teil unter Einbeziehung des „1-gap-Triggers“ genommen, über dessen Effizienz ad-hoc-Annahmen umgangen werden sollten. Das Monte-Carlo-generierte Bremsstrahlungsspektrum wurde daher stückweise stetig und zweimal differenzierbar mit Polynomen approximiert und mit einem globalen, freien Amplitudenparameter versehen der Anpassung vorgegeben.

Der nur schwach energieabhängige Untergrund an Comptonelektronen (Vgl. Abschnitt 5.4) wurde mit einem konstanten Untergrund freier Amplitude als hinreichend genau berücksichtigt erachtet.

Weiterhin in der Anpassung enthalten sind Linien der Paschen- Balmer- und Lyman-serien. Die L-, M- und N-Niveaus sind auf die von der Quantenelektrodynamik diktierten Werte festgelegt, während für den Grundzustand eine merkliche Verschiebung aufgrund der starken Wechselwirkung erwartet wird, der ein freier Parameter Rechnung trägt.

Ebenso kann die natürliche Linienbreite der L-, M- und N-Niveaus gegen die apparative Auflösung vernachlässigt werden, nicht jedoch die des Grundzustandes. Eine Bestimmung der Gauß- und Breit-Wigner-Anteile ist bei der gegebenen Meßgenauigkeit und Statistik unmöglich. Dies hat zur Folge, daß wegen der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz (Vgl. Abbildung 5) auch die Bestimmung der Linienposition nur sehr ungenau sein kann. Letztere wird schon

²¹ Die der Abbildung 14 zugrunde liegenden Daten wurden mit erheblich besserer Strahlqualität als die ansonsten in dieser Arbeit verwendeten aufgenommen, so daß der Anteil der Annihilationen außerhalb des Targets marginal wurde; zur Erinnerung: letztere dienten für die in dieser Arbeit ansonsten verwendeten Daten zur Energiekalibrierung (siehe Abschnitt 5.3). Die zufällige Beimischung der Röntgenquanten einer Eichquelle zu den Annihilationsereignissen ermöglichte eine alternative Kalibrierung ohne Verwendung der Argonfluoreszenz- bzw. β C-Linien – näheres hierzu bei [42].

dadurch unsicher, daß die einzelnen Beiträge der Lymanserie nicht getrennt werden können, was die Zuordnung erschwert. Schließlich ist auch die Energieeichung mit Unsicherheiten behaftet.

Unter der Annahme einer natürlichen Breite von 1 keV darf die K_α -Linie mit größter Wahrscheinlichkeit bei

$$\omega(K_\alpha) = (8,9 \pm 0,4) \text{ keV}$$

angenommen werden. Dies entspricht einer von der starken Wechselwirkung verursachten Verschiebung des Grundzustands um $(-0,5 \pm 0,4) \text{ keV}$.

Dagegen können die relativen Linienausbeuten besser bestimmt werden. Außer der statistischen werden diese lediglich von der Ungenauigkeit der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit beeinflusst. Einschränkend ist jedoch hinzuzufügen, daß die Amplitude der Lymanemission in dem Maße des Vorhandenseins eines absorptiven Interferenzanteils systematisch unterschätzt wird. Man findet unter Vernachlässigung der Interferenz als relative Lyman- zu Balmerausbeute

$$Y_K / Y_L = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}.$$

Nimmt man an, daß der über alle Endkanäle der Proton-Antiproton-Annihilation integrierte Wert der Balmerausbeute sich durch die Restriktion auf Kanäle mit genau zwei geladenen Teilchen nicht wesentlich ändert, kann die von S. Ahmad et al. [2] gefundene, absolute L-Linienausbeute von $(0,13 \pm 0,02)$ herangezogen werden, um für die Kanäle $p\bar{p} \rightarrow 2$ geladene + neutrale Teilchen die absolute Lymanausbeute

$$Y_K = (2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$$

zu bestimmen – ein mit den wenig restriktiven Vorhersagen von E. Borie und M. Leon [11] kompatibles Ergebnis. Für den konstanten Untergrund ergibt sich eine Amplitude von $(2,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-7} \text{ eV}^{-1}$ je Ereignis mit nachgewiesenem Balmerquant, entsprechend $(8,7 \pm 1,6) \cdot 10^{-9} \text{ eV}^{-1}$ je $p\bar{p}$ -Annihilation, innerhalb der Fehler vereinbar mit dem nicht vertexzentrierten Untergrund, wie er sich aus der Verteilung der Konversionspunkte ergibt, jedoch etwa viermal mehr, als die Monte-Carlo-Simulation des γ -Halos nahelegt (Vgl. Abschnitt 5.4). Ob diese Diskrepanz auf eine ungenügende Simulation oder auf sonstige Untergrundquellen zurückzuführen ist, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht entschieden werden.

Die Linien der Kaskadenübergänge lassen sich wegen der apparativen Auflösung nicht unmittelbar in die einzelnen Komponenten trennen. Der große Raumwinkel des Röntgendetektors erlaubt jedoch mit hinlänglicher Wahrscheinlichkeit die koinzidente Messung mehrerer Photonen aus ein und demselben Annihilationsprozeß. Durch den Nachweis bestimmter Kaskadenemissionen läßt sich so ein entsprechender Zustand des Protoniumatoms

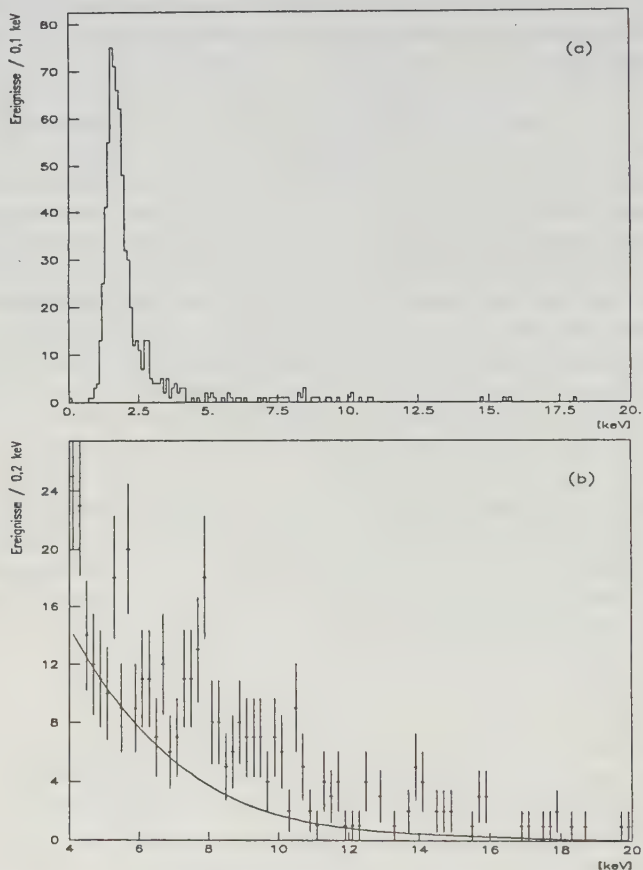


Abbildung 16: (a) Spektrum der zu Photonen des M-Serienenergiebereichs koinzidenten Röntgenquanten des Annihilationskanals $p\bar{p} \rightarrow 2$ geladene + neutrale Teilchen (cum grano salis: „M verlangt $\Rightarrow L_\alpha$ stellt sich dar“).

(b) Spektrum der zu Photonen des L-Serienenergiebereichs koinzidenten Röntgenquanten. Als glatte Kurve ist der erwartete Beitrag der Bremsstrahlung eingezeichnet.

„präparieren“: ein zweites, detektiertes Kaskadenquant kann dann nur noch von Übergängen aus dem präparierten Zustand herrühren. Verlangt man beispielsweise ein Photon im Energiebereich unterhalb 1,5 keV, d.h. zumeist eine Paschenemission, gleichzeitig ein zweites, höherenergetisches, erhält man ein Spektrum, das in der Hauptsache die L_{α} -Linie, sowie zufällige Koinzidenzen der Kaskade mit der Emission von Bremsstrahlung enthält (Abbildung 16a). Leider war der verfügbare Datensatz nicht ausreichend groß für die Darstellung auch der L - K_{α} -Koinzidenzen. Das Koinzidenzspektrum erschließt jedoch aufgrund folgender Überlegung die Möglichkeit einer Überprüfung der Datenkonsistenz: der 1-gap-Trigger verwirft seiner Aufgabe gemäß bevorzugt Ereignisse ohne Röntgenquant, wobei die Frage nach seiner Effizienz ausgeklammert bleiben soll. Man mag daher eine absolute Emissionswahrscheinlichkeit – wie etwa für die Bremsstrahlung – kennen, ohne die daraus resultierende, erwartete Zählrate angeben zu können. Da der Trigger jedoch nur eine Minimalbedingung stellt, ist die Zählrate aller weiteren Photonen von ihm unabhängig und daher aufgrund ihrer Emissionswahrscheinlichkeit vorhersagbar. Tatsächlich stimmt das erhaltene Spektrum im hochenergetischen Bereich mit dem für Bremsstrahlung erwarteten im Rahmen der statistischen Genauigkeit überein, sowohl was den Verlauf, als auch was die Ausbeute anbetrifft – wobei zu berücksichtigen ist, daß in der 9-keV-Region auch die K_{α} -Linie zum Spektrum beiträgt (vgl. Abbildung 16b).

8.2 Die Winkelkorrelationen

Der Vergleich der gemessenen Winkelkorrelationen mit den zu erwartenden Verteilungen (Abbildungen 17 bis 21) ergibt – unabhängig von der gewählten Transformation – folgendes Bild:

- Im Bereich kleiner Photonenenergien ($\omega < 5$ keV) lassen sich die Daten mit der Annahme einer Emissionscharakteristik, die vorwiegend isotrop erfolgt, sehr gut reproduzieren. Die Dominanz der Kaskadenlinien in diesem Energiefenster läßt nichts anderes erwarten.
- Die Winkelverteilungen der Röntgenquanten höherer Energie sind deutlich anisotrop. Die Monte-Carlo-Simulation läßt zwar eine noch ausgeprägtere Anisotropie erwarten – lediglich die Beschränkung der Konversionspunkte auf den inneren Detektorbereich führt zu lediglich guter Übereinstimmung (Abbildungen 18 und 20) – tendenziell finden sich jedoch Korrelationen, wie sie für ein bremsstrahlungsdominiertes Spektrum typisch sind. Besonders augenfällig wird die Anisotropie im Falle der Kollinearisationstransformation, die auch unter den gegebenen Bedingungen der Photonendetektion ein für isotrope und Bremsstrahlungsemission qualitativ unterschiedliches Bild ergibt. Hingegen unterscheiden sich die Verteilungen im Ruhesystem der geladenen Teilchen aufgrund der apparativen und datenselektiven Beschränkungen nurmehr quantitativ.

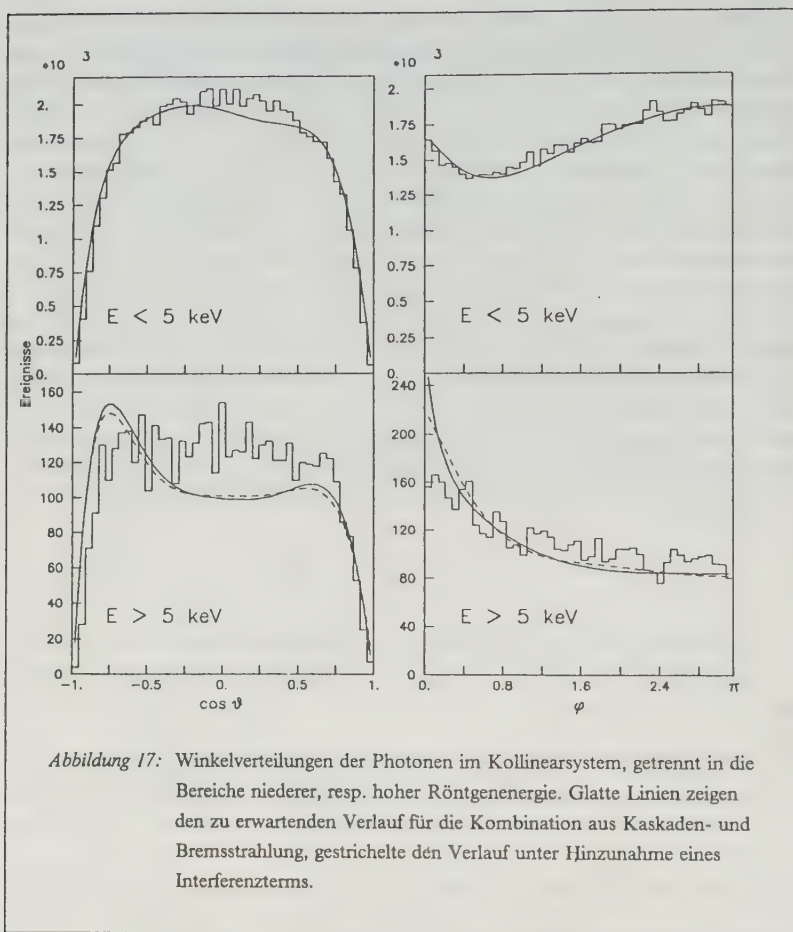


Abbildung 17: Winkelverteilungen der Photonen im Kollinearsystem, getrennt in die Bereiche niederer, resp. hoher Röntgenenergie. Glatte Linien zeigen den zu erwartenden Verlauf für die Kombination aus Kaskaden- und Bremsstrahlung, gestrichelte den Verlauf unter Hinzunahme eines Interferenzterms.

- Die Hinzunahme eines Interferenzterms – gewählt wurde ein geeignet erscheinender Phasenwinkel von 315° – zur Emissionssimulation nähert diese, wie zu erwarten, an die „zu flachen“ Meßdaten an.
- Die transformierten Systeme wurden jeweils so gelegt, daß die Richtung des kleineren Impulses dem Polarwinkel Null ($\cos \vartheta = 1$) entspricht, woraus sich eine Asymmetrie der Verteilungen in dieser Variablen ergibt. Diese wird für Photonenenergien größer als 5 keV generell als zu schwach anisotrop gefunden.

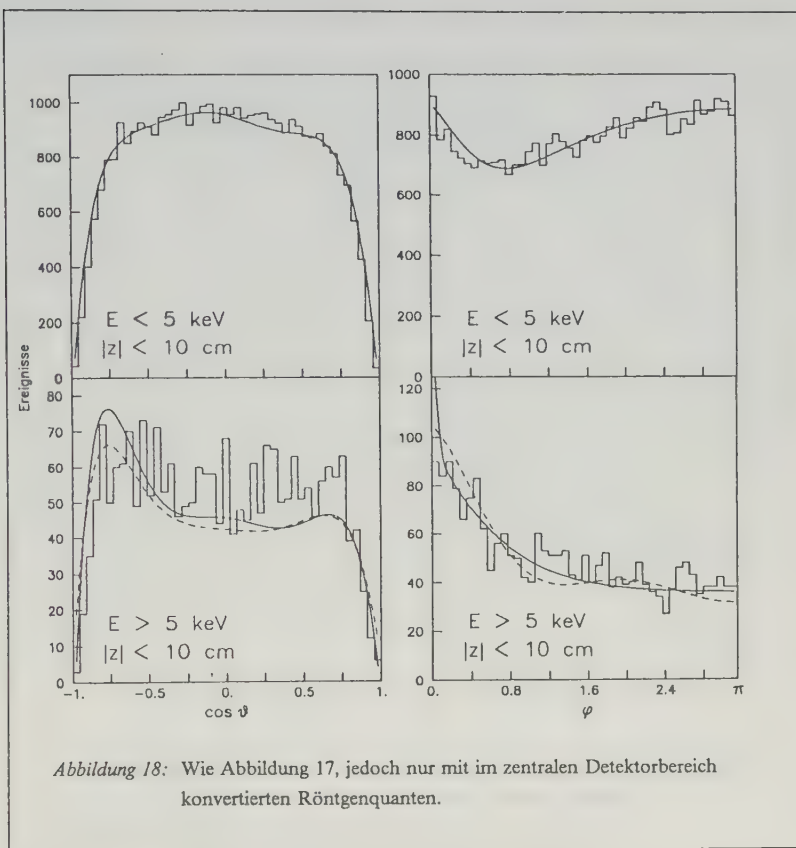


Abbildung 18: Wie Abbildung 17, jedoch nur mit im zentralen Detektorbereich konvertierten Röntgenquanten.

- Die Übereinstimmung zwischen gemessenem und berechnetem Spektrum ist für kleine, fehlende Energien²² im Endkanal, d.h. große invariante Massen des $(\pi^+\pi^-)$ -Systems, im Polarwinkel besser, für große, unbeobachtete Energien im Azimut (Vgl. Abbildung 21).

Es verbleibt somit im Röntgenspektrum eine Komponente, die nicht Detektor- und damit vertexzentriert ist. Es liegt nahe, diese – wenigstens zum Teil – mit dem im Energiespektrum gefundenen Untergrund zu identifizieren. Dieser wird als Comptonelektronenspektrum des γ -Halos gedeutet, welches das ganze Detektorsystem ausfüllt (Vgl. Abschnitt 5.4).

²² Zur Erinnerung: $E_{\text{miss}} = 2 m_p - E_{\pi^+} - E_{\pi^-}$.

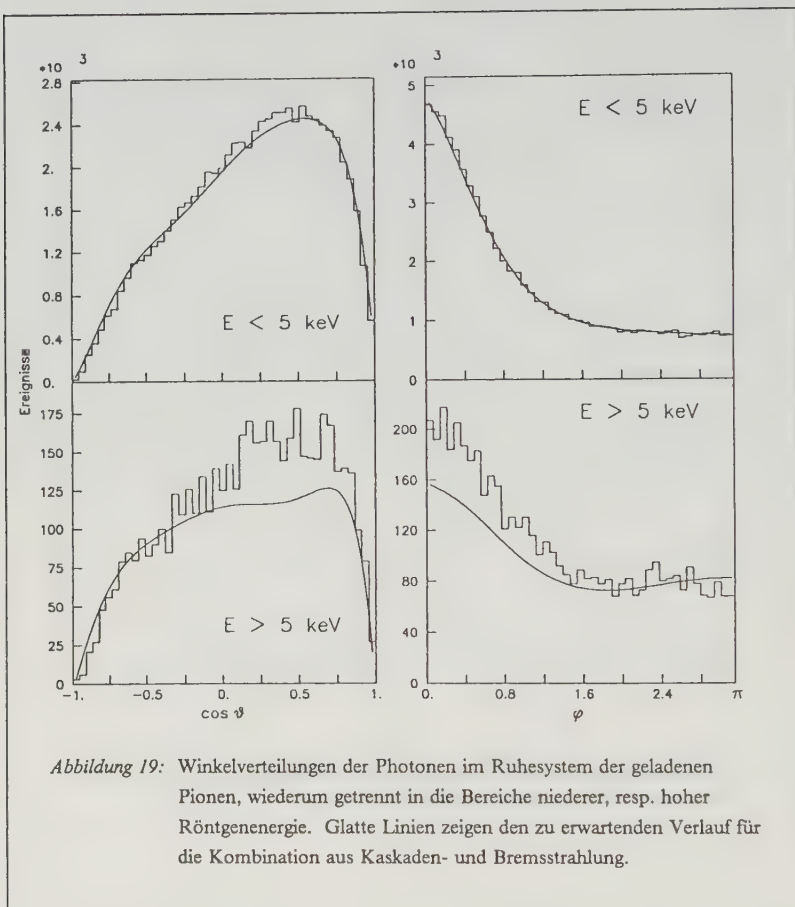
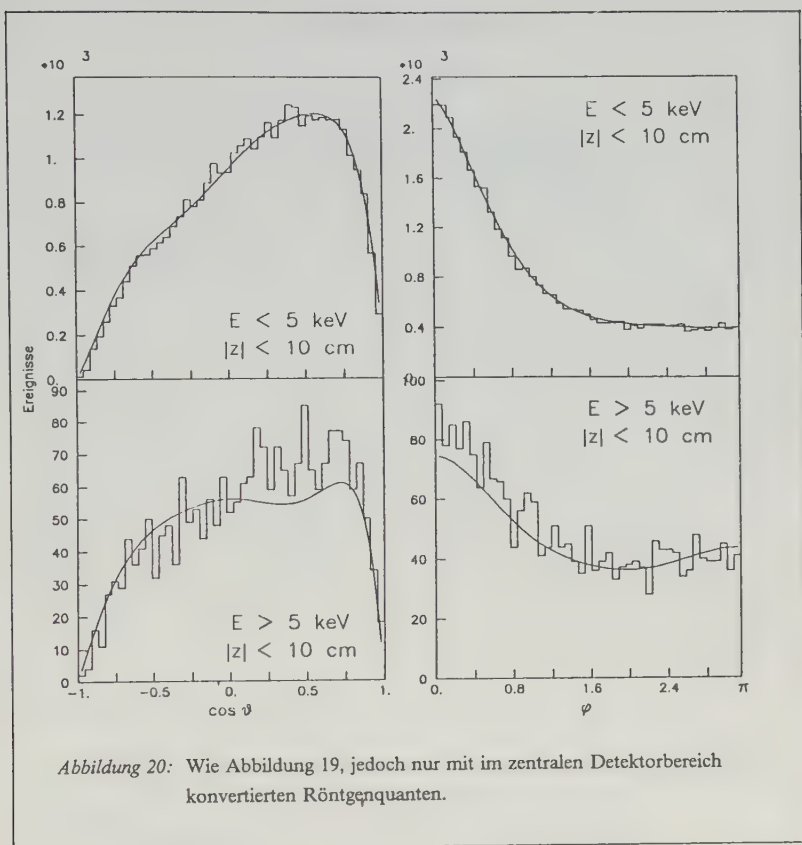


Abbildung 19: Winkelverteilungen der Photonen im Ruhesystem der geladenen Pionen, wiederum getrennt in die Bereiche niederer, resp. hoher Röntgenenergie. Glatte Linien zeigen den zu erwartenden Verlauf für die Kombination aus Kaskaden- und Bremsstrahlung.

Eine gewisse „Abflachung“ der Anisotropie kann daneben auch dadurch zustande kommen, daß die Rekonstruktion einer Teilchenspur in die Irre ging. Rauschsignale und Ineffizienzen der MWPCs sind für diesen – leider recht häufig auftretenden – Effekt verantwortlich. Glücklicherweise ist bei Ereignissen mit zwei Spuren die Wahrscheinlichkeit, daß trotz einer derartigen Fehlrekonstruktion ein Vertex gefunden wird, der dazuhin noch im akzeptierten Targetvolumen liegt, vernachlässigbar. Dies zeigt sich darin, daß die Restriktion auf Ereignisse mit Spuren großer Redundanz – lange Spuren mit möglichst vielen, rekonstruierten Detektordurchstoßpunkten – keine signifikante Verbesserung der Winkelkorrelationen ergibt.



Die Abhängigkeit der Qualität der Winkelverteilungen von der fehlenden Energie ist wie folgt zu verstehen: kleine fehlende Energie bedeutet, daß die geladenen Teilchen den wesentlichen Anteil der gesamten Energie davontragen, was im Mittel fast entgegengesetzte Impulsrichtungen bedeutet. Damit ist der Polarwinkel in deren Ruhesystem sehr genau, der Azimutalwinkel jedoch schlecht definiert und entsprechend „verschmiert“. Gerade umgekehrt verhält sich die Ereignistopologie im Falle großer, unbeobachteter Energie, entsprechend auch die Qualität der gemessenen Winkel.

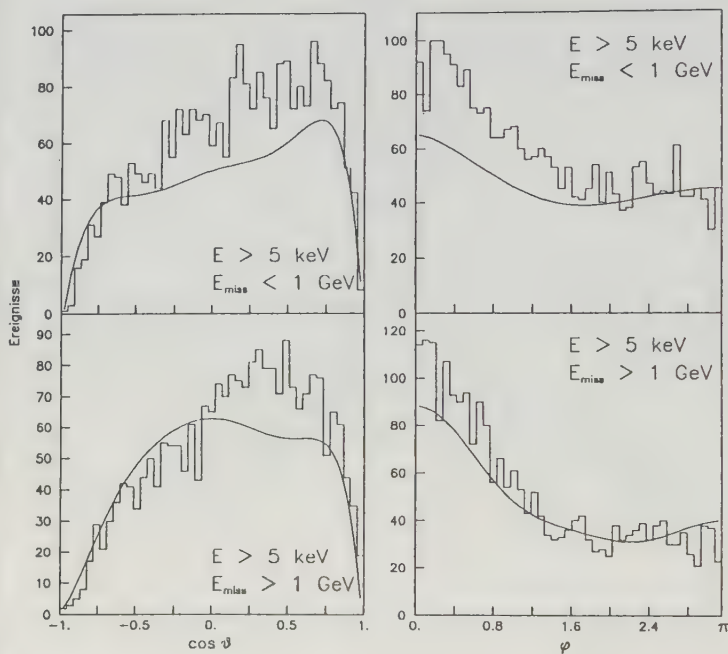


Abbildung 21: Winkelverteilungen der Photonen im Ruhesystem der geladenen Pionen, getrennt für Ereignisse mit kleiner (oben) bzw. großer, fehlender Energie (unten), jeweils nur für Röntgenenergien größer als 5 keV. Glatte Linien zeigen den zu erwartenden Verlauf für die Kombination aus Kaskaden- und Bremsstrahlung.

9. Andere Experimente

Eine Übersicht des Wissensstands über das Protoniumatom bis 1977 gibt R.E. Welsh [41]. Die Balmerlinien wurden erstmals von E.G. Auld et al. [7] mit einer Proportionalkammer unter Verwendung eines gasförmigen Targets beobachtet. Ein signifikantes Signal der Lymanserie wurde ebenso wenig gefunden wie von J.R. Lindemuth et al. [32], und auch die Zuordnung einer von M. Izycki et al. [24] gemessenen Struktur zu den K-Linien darf inzwischen als widerlegt gelten. Mit dem Bau des LEAR stand ein wesentlich besserer Antiprotonenstrahl zur Verfügung und drei Experimente wetteiferten um den Nachweis der Balmerserie: ebenso wie zunächst die ASTERIX-Kollaboration [4] waren auch T.P. Gorringe et al. [21] und R. Bacher et al. [8] dabei erfolgreich. Die beiden letzteren Kollaborationen verwendeten SiLi-Detektoren und Gasszintillationsproportionalkammern, beide mit deutlich besserer Energieauflösung als die von der ASTERIX-Kollaboration als Röntgendetektor verwendete Driftkammer, jedoch ohne die Möglichkeit einer Ortsbestimmung und erheblich kleinerer Raumwinkelabdeckung. Insbesondere jedoch erlaubte von den drei Experimenten nur das ASTERIX-Spektrometer die Rekonstruktion des mesonischen Endzustands. Nur mit dieser Option ist das Bremsstrahlungsspektrum sowohl qualitativ – d.h. seine Energie- und Winkelverteilung –, als auch – hinsichtlich der totalen Emissionswahrscheinlichkeit – quantitativ berechenbar, bzw. durch die Selektion rein neutraler Annihilation unterdrückbar. Dasselbe gilt für die Linien/Bremsstrahlungsinterferenz: die resultierende Linienform hängt entscheidend von der Amplitude und Phase des Interferenzterms ab, weshalb etwa Aussagen über die Hyperfeinaufspaltung der Lyman-Linien ebenso wie über deren absolute Intensitäten ohne die Spektroskopie der geladenen Annihilationsprodukte zwangsläufig mit entsprechenden Unsicherheiten behaftet sind.

Auch in der sogenannten ACOL-Ära, d.h. in näherer Zukunft, wird am LEAR Spektroskopie der Protoniumannihilation durchgeführt werden [5]. Die Abhängigkeit der Verzweigungsverhältnisse vom Protoniumdrehimpuls, aus dem die Annihilation stattfindet, ist von besonderem theoretischen Interesse. Beide erwähnten Experimente sehen daher auch die Messung von Röntgenstrahlung vor. Bei entsprechender Energieakzeptanz kann deren koinzidenter Nachweis überwiegend der Balmeremission zugeschrieben werden, wodurch eine Anreicherung der P-Wellenannihilation erreicht wird. Das genaue Verhältnis der Drehimpulsanteile ist jedoch in allen Fällen nichtneutraler Annihilation nur nach einer sorgfältigen Berechnung des Bremsstrahlungsuntergrunds im Röntgenspektrum zu ermitteln.

10. Schlußbemerkungen

Formation und Zerfall des antiprotonischen Wasserstoffs zeigt sich als vielfältige Röntgenquelle. In gasförmiger Umgebung lassen sich die niedrigsten Übergänge der Kaskade, insbesondere das Erreichen des Grundzustands nachweisen. Koinzident mit der Annihilation in geladene Endzustände findet sich ein Bremsstrahlungsspektrum, das sehr gut mit den Vorhergesagen übereinstimmt und daher gegebenenfalls sogar umgekehrt zur Ermittlung von Detektoreigenschaften herangezogen werden kann. Die Interferenz zwischen Kaskadenlinien und Bremsstrahlung aufzuzeigen, muß mangels ausreichender Statistik und Meßgenauigkeit der ASTERIX-Daten zukünftigen Experimenten vorbehalten bleiben: ein durch das K_S^0 vermittelter Endzustand mit zwei geladenen Pionen sollte beispielsweise ein anderes Röntgenspektrum zeigen als derselbe Endzustand aus direkt pionischer Annihilation – im ersteren Fall wird die Interferenz durch die vergleichsweise lange Lebensdauer des K_S^0 unterdrückt.

Die Genauigkeit, mit der die Niveauverschiebung der Lyman-Linien gemessen wurde, ist noch nicht hinreichend für eine endgültige Entscheidung zwischen verschiedenen Potentialmodellen. Eine Auflösung von 10 eV, wie sie hierfür von A.M. Green und J.A. Niskanen [16] gefordert werden, ist mit einer Driftkammer nicht erreichbar. Andererseits führt O. Dumbrajs [18] aus, daß aus der Verschiebung und Breite des 1S-Zustands modellunabhängige Randbedingungen an das Potential bei kurzen (< 1 fm) Reichweiten abgeleitet werden können. G. Ihle et al. [13] finden gar eine Abhängigkeit des Vorzeichens der Energieverschiebung des 1S-Niveaus vom Annihilationsmodell.

Der ubiquitäre γ -Halo, der via Comptonstreuung insbesondere für hochauflösende Festkörpertektoren [20] ein Problem darstellt, läßt sich am einfachsten reduzieren, indem rein geladene Endzustände verlangt werden, sofern er nicht – was noch zu untersuchen wäre – auch von Kernreaktionen der geladenen Pionen mitverursacht wird. Vornehmlich der Kanal $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ bietet sich wegen seiner hervorragend einfachen Topologie an, wird freilich mit einem zu kleinen Verzweungsverhältnis erreicht, als daß er im ASTERIX-Experiment für eine Analyse, wie sie in dieser Arbeit vorgestellt wurde, hätte herangezogen werden können.

Für denselben Kanal schlagen G.C. Oades et al. [35] eine Messung der Winkelkorrelation zwischen Mesonen- und Photonimpuls der Lymanserie vor, um die von ihnen vorhergesagten Amplituden der Zerfälle aus dem 3P_0 - und dem 3P_2 -Zustand separat überprüfen zu können. Unabdingbar hierfür ist: eine große Raumwinkelakzeptanz, der Einsatz eines äußerst effizienten Triggers auf die mesonische Endkonfiguration und schließlich eine sorgfältige Berücksichtigung der dabei auch emittierten Bremsstrahlung, auf deren Notwendigkeit die Autoren notabene nicht hinweisen. Diese aufzuzeigen war Thema der vorliegenden Arbeit.

11. Glossarium

ACOL	Antiproton Collector
ASTERIX	Antiproton Stop Experiment with Trigger on Initial X-rays
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
LEAR	Low Energy Antiproton Ring
MALU(n)	Triggerbedingung: die Multiplizität geladener Annihilationsprodukte ist größer oder gleich n („Majority Logic Unit“)
MWPC	Multi Wire Proportional Chamber
Protonium	Antiprotonischer Wasserstoff („ $p\bar{p}$ “)
$\bar{p}$ -stop	Triggerbedingung: ein Antiproton ist ins Target eingedrungen und dort verblieben.
QCD	Quantenchromodynamik, Theorie der starken Wechselwirkung (?)
QED	Quantenelektrodynamik, Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung
Target	„Ziel(scheibe)“ eines Teilchenstrahls
Trigger	(Elektronische) Instanz für die Entscheidung, ob die Detektorsignale aufgezeichnet oder verworfen werden.
XDC/SPC	X-ray Drift Chamber / Spiral Projection Chamber
1-gap	Triggerbedingung: das Vorhandensein eines Kandidaten für ein Röntgenkonversionssignal wird verlangt.

12. Literaturverzeichnis

- [1] M. Aguilar-Benitez et al. (Particle Data Group), *Phys. Lett.* 170B (1986) 1
- [2] S. Ahmad et al., in: M.R. Pennington (Hrsg.), *Proc. of the VII European Symposium on Antiproton Interactions* (Durham 1984), Bristol 1985, S. 131 ff.
- [3] S. Ahmad et al., in: U. Gastaldi, R. Klapisch, J.M. Richard, J. Tran Thanh Van (Hrsg.), *Physics with Antiprotons at LEAR in the ACOL Era* (Tignes 1985), Gif sur Yvette 1985, S. 353 ff.
- [4] S. Ahmad et al., *Phys. Lett.* 157B (1985) 333
- [5]
 - E. Aker et al. (Crystal Barrel Collaboration), CERN-PSCC-85-56, Genf 1985
 - R. Armenteros et al. (OBELIX Collaboration), CERN-PSCC-86-4, Genf 1986
- [6] R. Armenteros und B. French, in: E.H.S. Burhop (Hrsg.), *High Energy Physics*, Bd. 4, New York 1969, S. 237 ff.
- [7] E.G. Auld et al., *Phys. Lett.* 77B (1978) 454
- [8] R. Bacher et al., in: S. Charalambous, C. Papastefanou, P. Pavlopoulos (Hrsg.), *Proc. of the VIII European Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions* (Thessaloniki 1986), Singapur 1987, S. 223 ff.
- [9] H.A. Bethe und E.E. Salpeter in: S. Flügge (Hrsg.), *Handbuch für Physik*, Heidelberg 1957, Bd. 35, S. 361 f.
- [10] T.J. Baird, *Dissertation*, Los Alamos 1977
- [11] E. Borie und M. Leon, *Phys. Rev.* 21A (1980) 1460
- [12] R. Brun et al., GEANT3 Version 3.1061, CERN-DD/EE/84-1, Genf 1986
- [13]
 - R.A. Bryan und R.J.N. Phillips, *Nucl. Phys.* B5 (1968) 201
 - W.B. Kaufmann, *Phys. Rev.* 19C (1979) 440
 - B.O. Kerbikov, in: Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova (Hrsg.), *Proc. 5th European Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions* (Brixen 1980), Padua 1980, S. 423 ff.
 - A.M. Green und S. Wycech, *Nucl. Phys.* A377 (1982) 441
 - J.M. Richard und M.E. Sainio, *Phys. Lett.* 110B (1982) 349
 - M.A. Alberg et al., *Phys. Rev.* D27 (1983) 536
 - G. Ihle et al., *Phys. Lett.* 183B (1987) 15
- [14]
 - S. Baird, *IEEE trans. nucl. sci.* 32 (1985) 2652

- M. Chanel et al., in: M.R. Pennington (Hrsg.), Proc. of the VII European Symposium on Antiproton Interactions (Durham 1984), Bristol 1985, S. 119 ff.
- P. Lefèvre, in: U. Gastaldi, R. Klapisch, J.M. Richard, J. Tran Thanh Van (Hrsg.), Physics with Antiprotons at LEAR in the ACOL Era (Tignes 1985), Gif sur Yvette 1985, S. 33 ff.
- [15] • T.B. Day et al., Phys. Rev. 118 (1960) 864
- M. Leon und H.A. Bethe, Phys. Rev. 127 (1962) 636
- [16] • C.B. Dover und P. Fishbane, Nucl. Phys. B244 (1984) 349
- S. Furui et al., Nucl. Phys. A 424 (1984) 495
- S. Furui und A. Faessler, Nucl. Phys. A 424 (1984) 525
- A.M. Green und J.A. Niskanen, Nucl. Phys. A412 (1984) 448
- M. Maruyama und T. Ueda, Progr. of Theor. Physics 74 (1985) 526
- A.M. Green und J.A. Niskanen, Univ. of Helsinki preprint, HU-TFT-85-60, Helsinki 1985
- [17] C.B. Dover und J.M. Richard, Phys. Rev. C21 (1980) 1466
- [18] O. Dumbrajs, Z. Phys. A319 (1984) 87
- [19] • U. Gastaldi et al., Nucl. Instr. and Methods 156 (1978) 257
- U. Gastaldi, Nucl. Instr. and Methods 157 (1978) 441
- U. Gastaldi, Nucl. Instr. and Methods 188 (1981) 459
- [20] T.P. Gorrings, Dissertation, RAL-T-003, Birmingham 1984
- [21] • T.P. Gorrings et al., Phys. Lett. 162B (1985) 71
- C.A. Baker et al., in: S. Charalambous, C. Papastefanou, P. Pavlopoulos (Hrsg.), Proc. of the VIII European Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions (Thessaloniki 1986), Singapur 1987, S. 217 ff.
- [22] M. Heel, Dissertation, Mainz 1986
- [23] J.H. Hubbell, Int. J. Appl. Radiat. Isot., 33 (1982) 1269
- [24] M. Izycki et al., Z. Phys. A297 (1980) 1
- [25] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, Berlin 1981
- [26] • J. Jeanjean et al., Nucl. Instr. and Methods 177 (1974) 349
- L. Bird et al., Nucl. Instr. and Methods 166 (1979) 155
- [27] • K. Johnson und C.B. Thorn, Phys. Rev. D13 (1976) 1934
- R.J. Jaffe, Phys. Rev. D15 (1977) 267
- J.D. Bjorken, in: CERN (Hrsg.), Proc. Int. Conf. on High-Energy Physics (Genf 1979), Genf 1979, Bd. 1 S. 245 ff.
- J.F. Donoghue, Comm. Nucl. Part. Phys. 10 (1982) 277
- P. Pascual und R. Tarrach, Phys. Lett. 113B (1982) 495
- T. Barnes et al., Rutherford Appleton Laboratory preprint, RL-82-088, Chilton 1982
- [28] F. Kayser, Dissertation, Mainz 1986
- [29] B. Kerbikov, CERN preprint, CERN-TH-2394, Genf 1977

- [30] O. Klein und Y. Nishina, Z. Physik 52 (1929) 853
- [31] C.M. Lederer und V.S. Shirley, Table of Isotopes, New York 1978
- [32] J.R. Lindemuth et al., Phys. Rev. C30 (1984) 1740
- [33] F.E. Low, Phys. Rev. 110 (1958) 974
- [34] A. Messiah, Quantenmechanik, Berlin 1976
- [35] G.C. Oades et al., Nucl. Phys. A464 (1987) 538
- [36] R. Rückl, Dissertation, München 1976
- [37] R. Rückl und Č. Zupančič, Phys. Lett. 150B (1985) 225
- [38] F. Sauli, Yellow Report CERN-EP-77-09, Genf 1977
- [39] O. Schreiber, Dissertation, Mainz 1985
- [40] I.S. Shapiro, Phys. Rep. 35C (1978) 129
- [41] R.E. Welsh, in: M.P. Locher (Hrsg.), Proc. Int. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure (Zürich 1977), Basel 1977, S. 95 ff.
- [42] M. Ziegler, Dissertation, Mainz (in Vorbereitung)

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Č. Zupančič, dessen Anregungen zu Thema und Details wesentlich für das Zustandekommen der Arbeit waren.

Allen Mitgliedern der ASTERIX-Kollaboration, die durch ihre kollegiale Zusammenarbeit zum Fortgang der Arbeit beigetragen haben, danke ich herzlich.

Das ASTERIX-Experiment wurde aus Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie gefördert.



Lebenslauf

Ulrich Schaefer; geboren am 30. Oktober 1955 in Stuttgart als Sohn von Herta und Kurt Schaefer; Einschulung 1963 in die Grundschule Stuttgart-Sillenbuch; 1966 Wechsel zum Karlsgymnasium Stuttgart; 1975 Abitur; Zivildienst an der Veronikaklinik Stuttgart bis 1976; Physikstudium ab Wintersemester 1976/77 an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen; nach dem Vordiplom 1979 Wechsel zur Ludwig-Maximilians-Universität München; 1983 Diplom; 1976 bis 1982 Stipendiat der Studienstiftung des deutschen Volkes; seit 1983 als wissenschaftlicher Angestellter und Doktorand der Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität Mitglied der ASTERIX-Kollaboration am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf.

